

ANNALEN DER PHYSIK

5. FOLGE • BAND 36 • HEFT 1 • SEPTEMBER 1939

Photospannung am Element Metall-Halbleiter-Metall. V Versuche an polykristallinen Kupferoxydulproben bei tiefen Temperaturen

Von G. Mönch

(Mit 6 Abbildungen)

Inhalt: 1. Übersicht. — 2. Versuchsanordnungen. a) Herstellung der Photoelemente; b) Versuchsgefäß; c) Optische Anordnungen. — 3. Meßergebnisse. a) Bei einseitiger Belichtung eines in flüssiger Luft hängenden Elementes Kupfer-Kupferoxydul-Kupfer entsteht eine Spannung; b) Sie beträgt unter den hier gewählten optischen Bedingungen etwa $5 \cdot 10^{-2}$ Volt; c, d) Für zwei verschiedene optische Anordnungen wird die Abhängigkeit der Größe der Spannung von dem Ort der Belichtung graphisch wiedergegeben; e) An den Grenzen Metall-Halbleiter läßt sich kein Gleichrichtereffekt feststellen; f) Bei einseitiger Belichtung der Proben sind die Leitfähigkeiten je nach Richtung des Stromdurchanges verschieden groß; g) Die gemessene Photospannung ist fast eine Zehnerpotenz größer als die aus der Diffusionsformel errechnete Spannung.

1. Übersicht

Die Beobachtung von Spannungen an den Enden einseitig belichteter Kuprite (Kristallphotoeffekt) konnte bei Zimmertemperatur an den viel reineren, künstlich hergestellten Kupferoxydulstücken bisher nicht beobachtet werden¹⁾. Erst nach Erniedrigung der Beobachtungstemperatur auf die der flüssigen Luft stellte sich an den künstlichen, polykristallinen Kupferoxydulproben eine beträchtliche, im Vorzeichen aber der Kristallphotospannung entgegengesetzte Spannung ein²⁾. Über die Versuchsanordnungen und die Beobachtungsergebnisse dieser Photospannung bei tiefen Temperaturen berichtet die vorliegende Veröffentlichung.

2. Versuchsanordnungen

a) Herstellung der Photoelemente

Zu den Untersuchungen wurden Cu_2O -Platten benutzt, wie sie nach tagelangem Erhitzen von reinem Kupfer bei etwa 1100°C im elektrischen Ofen, Abtrennung vom Mutterkupfer und Abschmirlern

1) G. Mönch u. R. Stühler, Ztschr. f. Phys. **91**. S. 253. 1934.

2) G. Mönch, Ztschr. f. techn. Phys. **16**. S. 361. 1935; Physikal. Ztschr. **36**. S. 755. 1935.

der oberflächlichen Kupferoxydschicht entstehen. Diese Proben hatten die Größe von etwa $1 \times 5 \times 20$ bis $1 \times 10 \times 30 \text{ mm}^3$. Die Elektrodenanschlüsse, die auch bei der Temperatur der flüssigen Luft keine Übergangswiderstände und Wackelkontakte zeigen durften, wurden folgendermaßen hergestellt: Mit einer kleinen Stichflamme

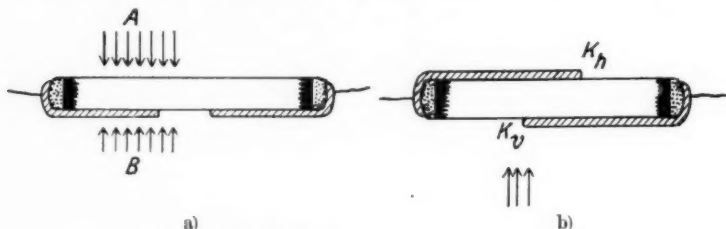


Abb. 1. Kupferoxydulstücke mit zu Kupfer reduzierten Stirnflächen, daran angelöteten Kupferdrähten (Ableitungsdrähte) und aufgedampften Kupferelektroden.

a) Die beiden Elektroden befinden sich auf einer Seite der Probe und sind durch ein Cu_2O -Gebiet voneinander getrennt.

b) Die beiden durchsichtigen Metallelektroden befinden sich auf verschiedenen Seiten der Probe und greifen übereinander.

□: Kupferoxydul, ■: zu Kupfer reduzierte Teile,
 ▨: Lötzinn, ▩: aufgedampfte Kupferschicht

(Lenardflamme) konnten die zwei kleinsten, sich gegenüberliegenden Begrenzungsflächen der Proben mit einer dünnen Haut aus reduziertem Kupfer überzogen und hieran mit Säure und Lötzinn dünne Kupferdrähte gelötet werden. Es erschien nicht angängig, die Elektroden in dieser Form für die Untersuchung des Effektes zu benutzen, denn in ihrer Nähe befinden sich Halbleiterteile, die infolge der rohen Behandlung sicher ganz andere Eigenschaften als die der Mitte der Probe besitzen. Um diese Randbezirke auszuschalten, wurden die Kupferoxydulstücke bis auf einen mittleren Bezirk, zusammen mit den aufgelöteten Ableitungsdrähten im Vakuum mit Kupfer bedampft und dadurch die eigentlichen Metallelektroden angebracht. Die Proben hatten den in Abb. 1 skizzierten Aufbau.

b) Versuchsgefäß

Abb. 2 zeigt das verwandte Versuchsgefäß. Es besteht aus einem unverspiegelten Dewargefäß mit aufgekittetem Metallaufsatz, der eine Rinne zur Flüssigkeitsabdichtung (Paraffinöl) einer Glasglocke aufweist. Diese war notwendig, um die Trübung der flüssigen Luft durch Eisflocken, die sich durch Kondensation des Wasserdampfes der Luft bilden, zu verhindern. Der sich unter der Glas-

glocke durch Verdampfen der flüssigen Luft ausbildende Überdruck gegenüber der Zimmerluft konnte sich bis auf einen kleinen Restbetrag über ein mit Öl gefülltes Ventil *V* (Abb. 2) ausgleichen, ohne dabei Feuchtigkeit in den Innenraum des Gefäßes gelangen zu lassen. Die mit den aufgedampften Kupferelektroden der Halb-

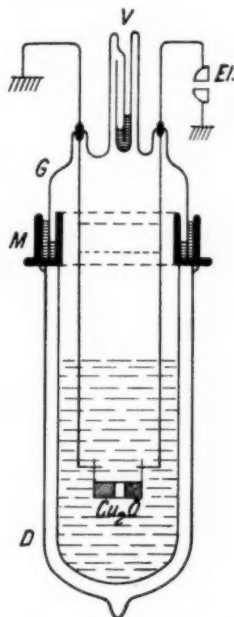


Abb. 2. Versuchsgefäß.

D: Durchsichtiges, mit flüssiger Luft gefülltes Dewargefäß mit angekittetem Metallaufsatz *M*.

M: Metallaufsatz mit ringförmiger, ölgefüllter Nute zur Abdichtung der Glasglocke *G*.

G: Glasglocke mit zwei Halteelektroden für die Cu_2O -Proben und dem Überdruckventil *V*.

Die Halteelektroden sind gleichzeitig die mit dem Elektrometer *El.* und „Erde“ verbundenen Verlängerungen der Metallelektroden des Photoelementes

leiterproben in Verbindung stehenden Kupferdrähte (Ableitungsdrähte), vgl. Abb. 1, wurden an die in Abb. 2 eingezeichneten Halteelektroden gelötet.

e) Optische Anordnungen

Die Kupferoxydulproben wurden durch das Dewargefäß und die hochisolierende flüssige Luft hindurch belichtet, die zwischen den Elektroden (Halteelektroden, Abb. 2) auftretende Photospannung mit einem Elektrometer (Empfindlichkeit $5 \cdot 10^{-4}$ Volt/Skt.) gemessen. Als Lichtquelle diente ein Nernststift (200 Volt, 0,8 Amp.). Die gelegentlich angewandte zusätzliche Gesamtbelichtung der Probe erfolgte mit einer gewöhnlichen 25 Watt-Birne, ohne irgend welche optische Hilfsmittel.

Für einen Teil der Versuche wurde von dem horizontal angeordneten Nernststift auf einem senkrecht stehenden weiten Spalt

ein Lichtstreifen erzeugt; der Spalt wiederum auf der Probe so stark vergrößert abgebildet, daß er etwa halb so lang aber breiter als diese war (vgl. Abb. 3 und 4, 1. optische Anordnung). Durch meßbare Verschiebung des Spaltes mit einem Präzisionsverschiebereiter konnte die seitliche Verschiebung des Lichtfleckes (in Richtung von einer zur anderen Metallelektrode) auf dem Photoelement meßbar erfaßt werden. Der Spalt ließ sich außerdem mit einem Selenfilter verdecken, wodurch nur das rote Spektralgebiet der gesamten Lichtemission zur Belichtung nutzbar gemacht wurde¹⁾.

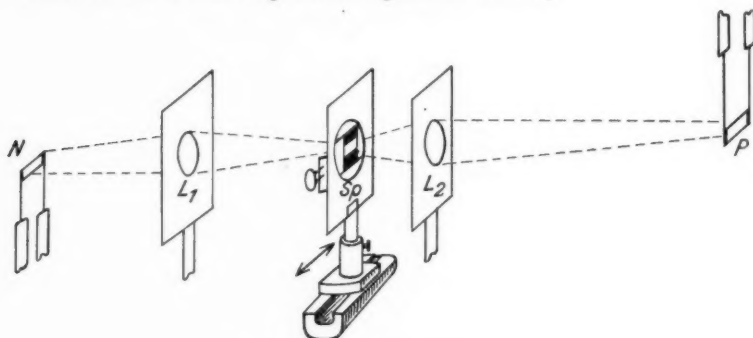


Abb. 3. Optische Anordnung (1. Art).

N: Nernststift, L_1 , L_2 : Linsen, Sp: Verschiebbarer Spalt, P: Photoelement

In anderen Fällen diente der Nernststift zur Ausbildung eines schmalen Lichtstreifens (Bild des senkrecht stehenden Nernststiftes), dessen Längsrichtung senkrecht zu der längsten Seitenkante der Cu_2O -Platte gestellt wurde (vgl. Abb. 2) und so nur immer eine der Elektroden zu beleuchten gestattete. Das optische Abbildungsverhältnis war etwa 1:1 (2. optische Anordnung).

3. Meßergebnisse

a) Die einseitige Belichtung des Kupferoxyduls bei der Temperatur der flüssigen Luft erzeugt eine Spannung, deren negativer Pol die unmittelbar neben den belichteten Stellen gelegene Elektrode bildet. Bei der hier gewählten Belichtungsart betrug der Effekt im Durchschnitt etwa $5 \cdot 10^{-2}$ Volt.

b) Die Spannung zwischen den Elektroden trat sowohl bei einer Belichtung von der Seite A (Abb. 1a) wie von der Seite B in gleicher Größenordnung auf, so betrug z. B. für einen Fall die Spannung

1) Optische Eigenschaften des Selens vgl. G. Mönch, Physikal. Ztschr. 40. S. 487. 1939.

durch Belichtung von A: $5,8 \cdot 10^{-2}$, von B: $4,7 \cdot 10^{-2}$ Volt bei Einhaltung gleichgroßer eingestrahelter Intensitäten.

c) Bei Belichtung einer in der Art Abb. 1a mit Elektroden versehenen Probe von A her unter Benutzung eines Lichtbandes (vgl. 1. optische Anordnung in Abschn. 2c) entstand eine Spannung,

P: Photoelement, E_1, E_2 : aufgedampfte Elektroden, L_1 : Lage und Länge des Lichtbandes relativ zur Probe bei der Erzeugung des ersten Spannungsoptimums bei Skalenteil - 2,5, L_2 : Lage und Länge des Lichtbandes bei dem zweiten Optimum (Skalenteil + 1,7)

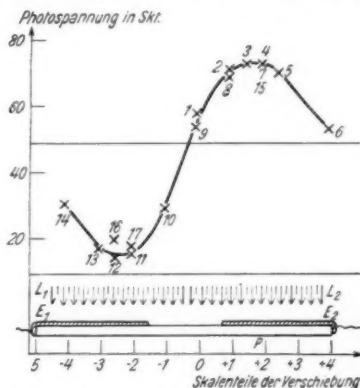


Abb. 4. Spannung (in Skalenteilen des Elektrometers) an den Enden eines Photoelementes (wie Abb. 1a) in Abhängigkeit von der Lage (Skalenteile am Verschiebereiter, vgl. Abb. 3) des Lichtbandes. Darunterstehend: Länge der Probe und Länge sowie Lage des Lichtbandes für die zwei Spannungsoptima mit dem Skalenteil des Verschiebereiters als Maßeinheit aufgetragen

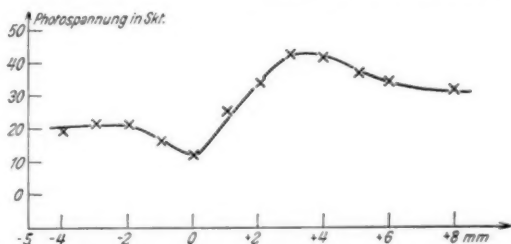


Abb. 5. Spannung (in Skalenteilen des Elektrometers) an den Enden eines Photoelementes wie Abb. 1b in Abhängigkeit von der Lage eines Lichtstreifens (Bild des Nernststiftes). Gesamtlänge der Probe: 15,5 mm. Lage der vorderen Elektrodenkante K_v (Abb. 1b) an der Stelle des Spannungsoptimums bei Skalenteil 0. Empfindlichkeit des Elektrometers: $5 \cdot 10^{-4}$ Volt/Skt.

die von der Verschiebung des Bandes in der in Abb. 4 angeführten Form abhing. Die Maxima treten etwa in dem Augenblick auf, in dem die Kante des Lichtbandes die Mitte zwischen den Elektroden erreicht und dabei die eine von ihnen voll, die andere überhaupt nicht belichtet.

d) Unter Benutzung eines mit durchsichtigen Kupferelektroden versehenen Photoelementes (wie in Abb. 1b) und eines verschiebbaren schmalen Lichtstreifens (vgl. 2. optische Anordnung in Abschn. 2c) ändert sich die Photospannung mit dem Ort der Belichtung in der Art der Abb. 5. Die Maxima treten dann auf, wenn etwa das Bild des Nernststiftes auf eine der Kanten der aufgedampften Elektroden zu liegen kommt, während sich die der anderen Elektrode vollkommen im Dunkeln befindet. Dabei wird stets die hintere Kante K_h (Abb. 1b) durch die vordere Metallelektrode und die Cu_2O -Platte hindurch belichtet.

e) Zur Nachprüfung, ob eine Gleichrichterwirkung an einer der Grenzen Metall-Kupferoxydul auftritt, wurde eine etwa 100 mm lange und 20—30 mm breite Cu_2O -Platte mit Elektroden in der Art Abb. 1a versehen und zur Hälfte in flüssige Luft getaucht (Anordnung sonst wie in Abb. 2), so daß eine der Elektroden sich praktisch noch auf Zimmertemperatur, die andere sich auf der der flüssigen Luft befand. Das gesamte Cu_2O -Stück wurde mit einer gewöhnlichen 25 Watt-Lampe in einem Abstand von ungefähr 30 cm belichtet. Bei dem einen hier herausgegriffenen Beispiel betrug die Photo- zusammen mit der Thermospannung 0,1 Volt. Die Leitfähigkeitsmessung erfolgte mit einer Spannung von 100 Volt, also gegenüber 0,1 Volt mit einer 1000 mal so großen Spannung, so daß letztere nicht berücksichtigt zu werden brauchte. Da sich durch Verdunsten der flüssigen Luft die Leitfähigkeitswerte fortlaufend ändern, können zum Vergleich des Leitvermögens in beiden Stromrichtungen nur Mittelwerte aus Reihenmessungen benutzt werden. Tab. 1 gibt eine der Reihenmessungen wieder. Wie aus ihr zu erkennen ist, läßt sich kein nennenswerter Gleichrichtereffekt nachweisen.

Tabelle 1

Stromstärken in beliebigen Einheiten	
Stromrichtung 1 (Die Elektronen fließen von der warmen zu der kalten Elektrode)	Stromrichtung 2 (Die Elektronen fließen von der kalten zu der warmen Elektrode)
60,5	65,5
69,5	73,5
77,5	82,5
86,5	
Mittel 73,5	Mittel 73,8

f) Unter Benutzung der ursprünglichen kleinen Proben (vgl. Abschn. 2a dieser Arbeit) wurden nacheinander die in Abb. 6 A bis D

skizzierten Fälle verwirklicht und die zugehörigen Leitfähigkeitsvermögen σ_A bis σ_D gemessen. Beispiele der Ergebnisse bringt Tab. 2.

Hieraus ist zu entnehmen, daß die Leitfähigkeit bei einer Elektronenwanderung von der unbelichteten zu der belichteten Elektrode stets größer als umgekehrt ist. Den Elektronen fällt es demnach leichter, von dem belichteten Feld des Halbleiters zu der nächstliegenden Elektrode (Fall B und C in Abb. 6) als umgekehrt

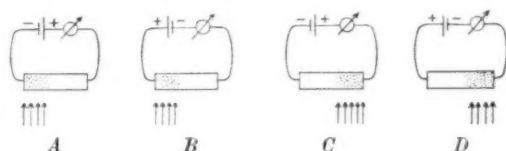


Abb. 6. Skizzen von vier verschiedenen Anordnungen, bei denen die Leitfähigkeit gemessen wurde. Pfeile: Richtung des einfallenden Lichtes; +, -: Vorzeichen der Pole des zur Strommessung benutzten Elementes

sich aus dem hellen in das dunkle Gebiet (Fall A und D) des Kristalles zu bewegen; oder anders ausgedrückt: Die „Löcher“ zeigen eine größere Neigung, in das dunkle als in das helle Halbleitergebiet zu gehen.

Tabelle 2

Spannung d. benutzten Elementes in Volt	Leitfähigkeit in willkürlichen Einheiten ¹⁾				σ_B	σ_C
	σ_A	σ_B	σ_C	σ_D	σ_A	σ_D
20	- 6	+ 9	+ 10	- 7	1,5	1,4
60	- 29	+ 55	+ 76	- 42	1,9	1,8
100	- 42,4	+ 60,5	+ 55,3	- 36,3	1,4	1,5

g) Nach Messung zweier Leitfähigkeiten σ_1 und σ_2 für die Belichtung der Probe mit einer und mit zwei Lichtquellen, die sich in beiden Fällen über die ganze Probe erstrecken, wird durch Verschiebung des durch die zweite Lichtquelle erzeugten Lichtbandes eine der zwei Elektroden doppelt, die andere nur einfach (durch die erste Lichtquelle allein) belichtet. In der Nähe der einen Elektrode befindet sich dann ein Halbleiterbereich mit der bekannten Leit-

1) Die Zahlen für σ_A bis σ_D der letzten beiden Meßreihen (mit 60 und 100 Volt) sind Differenzen der Leitfähigkeiten, die bei einseitiger Belichtung + Zusatzlicht (vgl. die Ausführungen unter Abschn. 2c) und bei Zusatzlicht allein erhalten wurden. Bei dem Zusatzlicht allein zeigte sich keine Bevorzugung der Stromrichtung, es wurde nur dazu benutzt, die unangenehm hohe Isolation der abgekühlten Probe etwas zu beheben.

fähigkeit σ_1 , an der zweiten ein gleichfalls bekannter Bereich mit der Leitfähigkeit σ_2 .

Mit den gemessenen Leitfähigkeiten σ_1 und σ_2 wurde die Spannung $E_{\text{ber.}}$ nach der Formel $E = 2 \cdot 10^{-4} T \log \frac{\sigma_1}{\sigma_2}$ berechnet und mit der gemessenen $E_{\text{gem.}}$ verglichen. Wie Tab. 3 zeigt, genügt die Formel nicht dem Versuchsergebnis.

Tabelle 3

σ_1	σ_2	$E_{\text{ber.}}$	$E_{\text{gem.}}$
15	8	$0,46 \cdot 10^{-2}$ Volt	$3,0 \cdot 10^{-2}$ Volt

σ_1 und σ_2 : Leitfähigkeiten bei verschiedenen Belichtungen
in willkürlichen Einheiten.

Die hier beschriebenen Versuche und deren Ergebnisse waren die Veranlassung zu weiteren Untersuchungen und neuen Betrachtungen. Sie bilden gewissermaßen den Grundstock für eine Reihe von Versuchen, über die weitere Veröffentlichungen demnächst berichten.

Alle diese Arbeiten wurden unterstützt durch Leihgaben der Helmholtz-Gesellschaft, der ich an dieser Stelle meinen besonderen Dank aussprechen möchte.

Berlin-Charlottenburg 2, Schillerstr. 5, im Mai 1939.

(Eingegangen 3. Juni 1939)

Untersuchungen an Hohlkathoden

Von A. Lampe, R. Seeliger und E. Wolter

(Mit 18 Abbildungen)

Inhalt: 1. Einleitung. — 2. Allgemeines über die Meßmethoden: a) Formierung der Röhren; b) Aufbau der Röhren; c) Kathodenfallmessung; d) Optische Beobachtungen. — 3. Messungen an Zylindern und Töpfen: a) Strom-Spannungsmessungen; b) Stromverteilung auf der Kathode; c) Optische Beobachtungen. — 4. Auswertung der Ergebnisse: a) Allgemeine theoretische Gesichtspunkte; b) Brennspannung und Stromverteilung; c) Optische Beobachtungen. — 5. Ansätze zu einer Theorie der Hohlkathodenwirkung. — 6. Zusammenfassung.

1. Einleitung

An ebenen und konvexen Kathoden nimmt bekanntlich der anomale Kathodenfall mit zunehmender Stromdichte zu. Wie Güntherschulze¹⁾ schon vor längerer Zeit gefunden und in zwei Arbeiten genauer untersucht hat, erfolgt diese Zunahme weniger steil, wenn der Kathodenfläche eine zweite bei nicht zu großen Werten von Abstand \times Druck gegenübersteht. Er hat diesen Effekt treffend als Hohlkathodenwirkung (HW) bezeichnet. Es kann die HW. soweit gehen, daß selbst bei einer außerordentlichen Zunahme der Stromdichte überhaupt keine merkliche Zunahme des Kathodenfalles festgestellt werden kann.

Die Abb. 1 zeigt die HW. in ihrer typischen Erscheinungsform an einem Beispiel. Sie gibt die Kathodenfälle in Helium bei einem Torr in Abhängigkeit von der Stromdichte an, und zwar in Kurve I

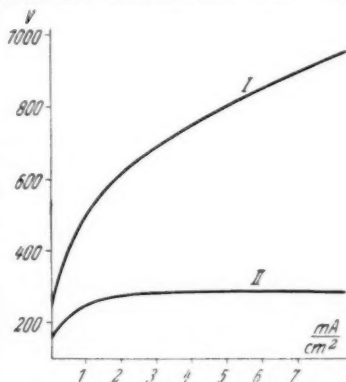


Abb. 1. Kathodenfall in He bei 1 Torr
I. Für eine Einfachkathode,
II. Für eine Doppelkathode aus 2 ebenen
Flächen im Abstände von 1 cm

1) A. Güntherschulze, Ztschr. f. Phys. 19. S. 319. 1923; Ztschr. f. techn. Phys. 11. S. 49. 1930.

für eine ebene Einfachkathode und in Kurve II für eine Doppelkathode aus zwei ebenen Flächen im Abstand von 1 cm. Ganz allgemein besteht die HW. darin, daß an einer konkaven Kathode zu demselben Kathodenfall eine größere Stromdichte bzw. zu derselben Stromdichte ein kleinerer Kathodenfall gehört, als an einer ebenen oder konvexen Kathode¹⁾.

Bei einer quantitativen Untersuchung der HW. machen sich, ganz abgesehen von den Schwierigkeiten bei der Messung von Kathodenfallwerten an sich, nicht nur (und zwar in verstärktem Maße) die bekannten thermischen Störeffekte sehr unangenehm bemerkbar, sondern man stößt bereits bei dem Versuch, eine Hohlkathodenwirkung überhaupt zu erfassen, auf eine grundsätzliche Schwierigkeit. Für den Fall der ebenen Doppelkathode liegen die Dinge zwar noch einfach. Man hat hier unmittelbar die Vergleichsmöglichkeit mit der ebenen Einfachkathode und kann als Maß für die HW. etwa das zu jeweils demselben Kathodenfall gehörige Verhältnis $q = \frac{j_d}{j_e}$ der Stromdichte an der Doppel- und an der Einfachkathode benutzen, das natürlich größer als 1 sein muß, wenn überhaupt eine HW. vorhanden ist. Eine analoge, physikalisch unmittelbar sinnvolle Vergleichsmöglichkeit fehlt aber für eine konkave Hohlkathode irgendwelcher Art. Denn die Sachlage ist doch bei genauer Betrachtung die folgende: An einer ebenen oder konvexen Einfachkathode entsteht der Kathodenfall durch die Raumladungswirkung der Trägerströme nach einem, wenn auch noch nicht in strenger mathematischer Durchrechnung, so doch in allen physikalisch wesentlichen Punkten übersehbaren Mechanismus. In Hohlkathoden kommt zu diesem Mechanismus offenbar etwas grundsätzlich Neues hinzu; es ist aber von vornherein nicht zu sagen, ob die eigentlich wesentliche Bedingung dafür die Gegenüberstellung von kathodischen Flächenelementen oder die teilweise Abschließung des Fallraumgebietes vom übrigen Entladungsraum ist, und es ist besonders nicht möglich, hierdurch bedingte Effekte ohne weiteres abzutrennen von solchen, die ihre Ursache haben können in der konkaven Krümmung der Kathode an sich. Deshalb wird man bei Konkavkathoden zur Auswertung der experimentellen Befunde anders verfahren müssen wie bei ebenen Kathoden und wird sogar überhaupt erst aus der Kombination einer ganzen Reihe von Einzelbefunden Schlüsse ziehen können. Wie schon erwähnt wurde und bei den hohen erzielbaren Stromdichten zu erwarten ist, spielen in Hohlkathoden die thermischen Nebeneffekte eine große Rolle. Man hat versucht, sie durch Kühlung

1) A. Lompe, Ztschr. f. Phys. **109**, S. 310. 1938.

oder durch große Kathodenmasse und durch kurzdauernde Belastung der Kathode möglichst herabzudrücken; aber die Herstellung quantitativ übersehbarer Versuchsbedingungen gelingt dadurch nicht und sicher nicht so weit, daß man z. B. auf die Meßergebnisse Ähnlichkeitsbetrachtungen anwenden könnte. Wir haben deshalb darauf verzichtet, Vorkehrungen der genannten Art überhaupt zu treffen. Wichtiger schien es uns zu sein, wie es sich auch im Verlauf der Untersuchungen als richtig herausgestellt hat, unter möglichst sauberen Verhältnissen zu arbeiten und dadurch eine befriedigende Reproduzierbarkeit der Ergebnisse zu erreichen. Es hat dies zur Voraussetzung, daß man nicht nur — wie selbstverständlich — mit reinen Gasen arbeitet und in üblicher Weise das Rohr durch Ausheizen und Ausbrennen weitgehend reinigt, sondern daß man vor allem die Kathoden selbst aufs sorgfältigste durch Auswirbeln und Ausheizen säubert. Dies aber läßt sich nur ermöglichen durch Benutzung dünnwandiger Kathoden, und zwar am besten von Kathoden aus Eisen. Aber auch dann muß jede Röhre erst längere Zeit benutzt werden, bis sich in einem Formierungsprozeß ein konstanter und reproduzierbarer Endzustand einstellt. Dieser Formierungsprozeß gestaltet (vermutlich durch Kathodenzerstäubung und Gasbelastung) zugleich auch die Kathodenoberfläche gleichmäßig. Dies zu erreichen ist aber unbedingt erforderlich, weil sonst die Entladung nicht gleichmäßig, sondern stets bevorzugt an einzelnen Flächenteilen ansetzt. Das ganze Verfahren ist ziemlich mühsam und zeitraubend, um so mehr, als man nicht von vornherein sagen kann, wann es als abgeschlossen gelten kann, sondern als man dies nur aus der Reproduzierbarkeit von Probemessungen feststellen kann.

2. Allgemeines über die Meßmethoden

a) *Formierung der Röhren.* Um überhaupt verwertbare Ergebnisse zu erhalten, muß man, wie schon gesagt wurde, mit sehr sauberen Röhren und Füllgasen arbeiten. Es wird deshalb erwünscht sein, die Arbeitsweise beim Formierungsprozeß mitzuteilen.

Die Röhren werden zunächst unter starker Glimmentladungsbelastung in Luft bis zum Glühen der Elektroden erhitzt; dabei gibt das Rohr soviel Fremdgase ab, daß zwischendurch abgepumpt werden muß, da sonst die Entladung infolge des ansteigenden Druckes erlöschen würde. Das Rohr wird dann unter dauerndem Abpumpen mit großer nichtleuchtender Flamme so lange befächelt, bis ein Druck von etwa 10^{-4} bis 10^{-5} Torr aufrecht zu erhalten ist. Dann erst wird die in der Pumpapparatur eingebaute Quecksilberfalle mit

flüssiger Luft gekühlt, da sich sonst Verunreinigungen in der Falle festsetzen und bei der Füllung des Rohres teilweise vom Füllgas zurückgespült würden. Das Ausheizverfahren wird dann mit einem Ne-He-Gemisch so lange fortgesetzt, bis sich die rote Deckfarbe des Ne nicht mehr verfärbt. Die Stromdichte beim Reinigen beträgt 12 mA/cm^2 , das ist das doppelte der größten Stromdichte bei der Messung. Der Fülldruck des Heizgases beträgt anfangs 4–5 Torr und bei den letzten Spülungen 1 Torr. Darauf werden die Elektroden im Hochvakuum gründlich ausgewirbelt (etwa 20 Min. bei heller Rotglut). Wird dann das Rohr mit reinem Ne gefüllt, so sind gewöhnlich im Spektroskop außer den Ne-Linien weitere Linien nicht mehr zu beobachten. Aber auch dann ist das Entladungsrohr noch nicht zur Messung geeignet. Es muß vielmehr unter Glimmbelastung längere Zeit brennen, bis sich ein konstanter Endzustand einstellt. Äußerlich ist dies daran zu erkennen, daß die Kathodenoberfläche einen vollkommen gleichmäßigen matten Glanz zeigt, und daß das kathodische Glimmlicht überall ohne Flecken ansetzt. Eine genauere Kontrolle für die Reinheit des Rohres liefert natürlich erst die Reproduzierbarkeit von Probemessungen bei verschiedenen Gasfüllungen von gleichem Druck. Besonders langwierig war das Reinigungsverfahren bei einem Rohr mit einer Topfelektrode mit verschiebbarem Boden. Diese Elektrode mußte aus experimentellen Gründen aus Al und ziemlich groß gewählt werden, und es konnte daher die Wirbelströmentgasung nicht angewendet werden. Eine Reinigung war also nur durch sehr langdauernde Glimmbelastung und häufige Erneuerung des Füllgases zu erreichen.

Die so vorbehandelten Röhren werden dann endgültig mit den zu messenden Drucken gefüllt. Nach jeder Füllung wird das Rohr mit der größten Meßstromstärke belastet. Dabei sinkt zunächst die Brennspannung etwas ab, um dann infolge der Erwärmung wieder etwas anzusteigen. Beim Beginn des Anstiegs wird der Strom ausgeschaltet und nach dem vollständigen Erkalten des Rohres mit der Meßreihe begonnen. Durch diese letzte Behandlung des Rohres stellt sich schneller ein konstanter Endzustand ein. Die so behandelten Röhren ergeben immer übereinstimmende Meßwerte. Auch bei verschiedenen Füllungen und auch wenn das Rohr zwischendurch an der Luft gelegen hat und neu gereinigt worden ist.

Alle Messungen beziehen sich, wenn nichts weiter bemerkt ist, auf Ne von spektraler Reinheit, das stets über flüssige Luft in die formierten Röhren eingefüllt wurde. Mit abgezogenen Röhren zu arbeiten, hat sich nicht als notwendig erwiesen. Vor jeder Druckänderung wird jedesmal das Rohr ganz ausgepumpt und neu mit dem

zu messenden Druck gefüllt. Es wird so dauernd die Reinheit des Füllgases garantiert.

b) *Aufbau der Röhren.* Für die Messungen wurden als Kathoden Zylinder und Töpfe (d. h. Zylinder, die auf einer Seite geschlossen sind) von verschiedenen Abmessungen benutzt. Für die endgültigen Messungen werden Röhren verwendet, deren Elektrodenanordnung aus den Abb. 2a, 2b, 3 und 4 zu ersehen sind. Die Kathoden sind außen abgedeckt, um dort ein Ansetzen des negativen Glimmlichtes zu verhindern.

Die Abb. 2a und 2b zeigen zwei Röhrenarten mit Zylinderkathoden. Die Kathoden sind außen durch übergestreifte Hartglaszylinder abgedeckt, zur Abdeckung der Elektrodenzuführungen dienen Keramikröhrchen. Die Anoden sind bei diesen beiden Röhrenarten verschieden angeordnet. In 2a ist die Anode als Stab in der Mitte des Kathodenzylinders angebracht und hat die gleiche Länge wie die Kathode. In 2b befindet sie sich in Form von zwei Ringen außen an den Enden des Kathodenzylinders. Die Kolben sind aus Hartglas.

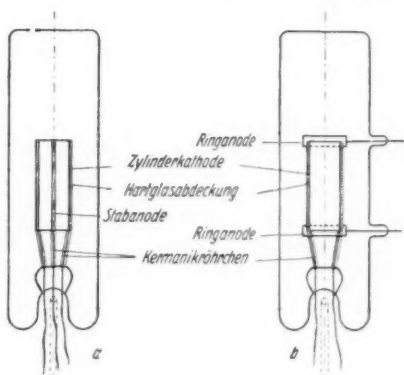


Abb. 2. Aufbau der Röhren

Ihre Durchmesser sind 30 mm und ihre Längen 120 mm größer als die der Kathoden. Bei einer dritten Art von Röhren befand sich die Anode als coaxialer Stab außerhalb der Kathode. Die Zylinderdurchmesser betrugen 17 und 30 mm, die Zylinderlängen 10, 50, 90 und 130 mm. Es sind diese Röhren im folgenden einheitlich gekennzeichnet durch D = Zylinderdurchmesser, A_i = Anode innen, A_a = Anode außen (jeweils mit einer Zahl, die den Anodendurchmesser in Millimeter angibt, z. B. A_{20}), A_{Ra} Ringanode außen. Für einige vergleichende Messungen an nach außen konvexen Kathoden dienten noch zwei Zylinder von 17 und 30 mm Durchmesser, die nun innen mit Hartglas abgedeckt waren; die Anode war ähnlich wie in Abb. 2b in Gestalt zweier Außenringe angeordnet.

Zur Untersuchung der HW. in Abhängigkeit von der Topftiefe wurde ein Rohr benutzt, das in Abb. 3 dargestellt ist. Die Kathode besteht aus einem 200 mm langen Aluminiumrohr, der äußere Kathoden-

durchmesser beträgt 20 mm und der innere 18 mm. Den Boden der Topfkathode bildet ein Stempel aus Al, der mit einem Eisenkern durch eine Stange verbunden ist und von außen magnetisch bewegt werden kann. Es läßt sich auf diese Weise eine Topftiefe von 0 bis

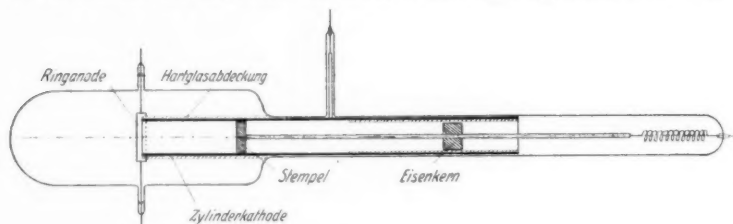


Abb. 3. Topfkathode von veränderlicher Tiefe

90 mm einstellen. Das Ansetzen des Glimmlichtes an der Außenseite der Kathode wird durch eine Hartglasabdeckung verhindert.

Als Anode dient ein Ring, der am Rande der Hohlkathode angebracht ist.

Um auch noch die Stromverteilung auf die einzelnen Flächenelemente der Kathode untersuchen zu können, wurde ein Topf in Boden und drei Ringe unterteilt. Die Anordnung ist aus Abb. 4 zu ersehen. Die einzelnen Kathodenringe haben einen Durchmesser von 30 mm und eine Höhe von 20 mm. Zur äußeren Abdeckung konnten wegen der vielen Halterungen der einzelnen Flächenelemente keine Hartglasringe verwendet werden. Es wurde deshalb der Raum zwischen Kathode und der äußeren Rohrwand mit Quarzwolle ausgestopft, so daß die Entladung wirklich nur im Innern der Topfelektrode ansetzt.

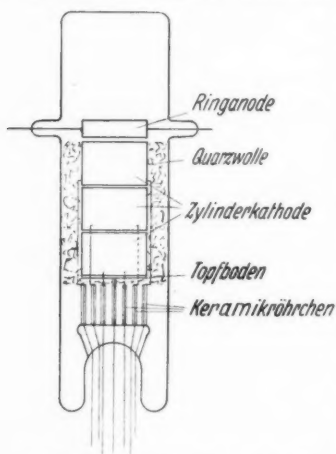


Abb. 4. Entladungsrohr mit unterteilter Kathode

c) *Kathodenfallmessung.* Die Größe, die bei der Untersuchung der HW. interessiert, ist der Kathodenfall. Nun ist bekanntlich die Definition des „Kathodenfalls“ an sich einigermaßen willkürlich, ganz abgesehen von den Schwierigkeiten (vgl. S. 10), die bei einer Auswertung von Kathodenfallmessungen zu Rückschlüssen auf eine HW. sich geltend machen. Es ist ferner bekannt, daß Sondenmessungen im Kathodenfallgebiet sehr kritisch zu bewerten sind. Endlich ist

zu bedenken, daß hier (Fe in Ne) die Kathodenfallwerte alle über etwa 140–150 Volt liegen, daß es überhaupt nicht so sehr auf eine möglichst genaue Absolutmessung der Kathodenfälle, wie auf eine Bestimmung von Relativwerten ankommt und daß nur deren sinn-gemäßer Vergleich unter den verschiedenen Versuchsbedingungen von Interesse ist. Dies alles und nicht zuletzt die sehr große Zahl von Einzelmessungen, die erforderlich waren, rechtfertigen ohne weiteres das benutzte einfache Verfahren, mit Anordnungen zu arbeiten, bei denen die anodischen Entladungsteile und insbesondere eine positive Säule unterdrückt sind, und dann die der Messung unmittelbar zugängliche Brennspannung der Entladung als Maß für den Spannungsfall im Kathodenfallgebiet anzusehen. Bei den demgemäß benutzten Anordnungen könnte als störender Fehler nur noch das Auftreten eines Anodenfalls in Betracht kommen. Da ein Anodenglimmlicht in Neon leicht zu sehen ist und da das Vorhandensein eines Anodenfalls sich in den Brennspannungs-Stromstärkekurven sofort zeigt, kann man bei einigermaßen sorgfältiger Diskussion der Meßdaten aus diesen für unsere Zwecke ebensoviel herauslesen, wie sich aus außerordentlich viel mühsameren und letzten Endes doch nicht er-giebigeren Sondenmessungen hätte finden lassen. Dies bestätigten auch, wie noch erwähnt sei, die in Vorversuchen durchgeführten Sondenmessungen, auf die deshalb nicht im einzelnen eingegangen zu werden braucht.

d) *Optische Beobachtungen.* Einige ergänzende Beobachtungen wurden über die Lichtemission im Dunkelraum und Glimmlicht an-gestellt. Da es sich darum handelte, die Intensitätsverteilung einzelner Spektrallinien zu untersuchen, wurde nach den seiner Zeit bei den Arbeiten über die Glimmsaumregel gesammelten Erfahrungen ein Gemisch von Helium, Neon und Quecksilberdampf benutzt. Als Kathode diente eine Topf- oder Zylinderkathode von 50×17 mm Größe, die Anode war als Ring in der früher beschriebenen Weise am Rand des Zylinders angebracht, das Entladungsrohr war an der Stirnseite senkrecht zur Zylinderachse durch eine Planplatte ver-schlossen. Das Bild der Entladung wurde durch eine geeignete Optik auf den senkrecht zur Zylinderachse stehenden Spalt eines Spektrographen abgebildet, so daß also der Intensitätsverlauf jeder Linie in einem Querschnitt durch die Entladung im Inneren der Hohlkathode erhalten wird. Die Aufnahmen erfolgten auf Agfa-Isopanplatten bei Drucken zwischen 0,5 und 20 Torr und bei Strom-stärken zwischen 2 und 150 mA. Die Schwärzung längs der ein-zelnen Linien wurde mit einem selbstregistrierenden Mikrophotometer ausphotometriert, und dann die prismatische Konvergenz des Spektrums

in bekannter Weise korrigiert, so daß man für alle Linien denselben Linearmaßstab erhält.

3. Messungen an Zylindern und Töpfen

Während der Messungen liegen die Röhren an der Pumpapparatur, von dieser unter Zwischenschaltung einer dauernd mit flüssiger Luft gekühlten Dampffalle durch einen Hahn abgeschlossen;

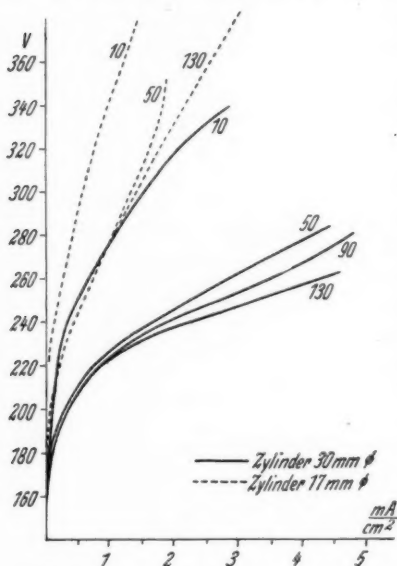


Abb. 5. Brennspannung-Stromdichteabhängigkeit bei 1 Torr für verschiedene Elektrodenlängen

aus dem sehr umfangreichen Material eine Auswahl zusammengestellt, die bereits in Hinblick auf die Diskussion getroffen und möglichst übersichtlich angeordnet ist. Alle Brennspannungswerte waren, natürlich auch bei Neufüllung der Röhren, bis auf etwa 2 Volt reproduzierbar, woraus die dank der auf die Formierung verwendeten Sorgfalt erzielte Sauberkeit und Bestimmtheit der Versuchsbedingungen hervorgehen dürfte.

a) *Strom-Spannungsmessungen.* In den Abb. 5—7 sind zunächst Ergebnisse an Zylinderkathoden (D 30 und D 17) mit Innenanode dargestellt, und zwar die Brennspannung in Abhängigkeit von der Stromdichte und vom Druck mit der Kathodenlänge h als Parameter.

das Totvolumen der Falle, das also zum Röhrevolumen noch hinzukommt, betrug etwa 200 cm. Die (kalten) Fülldrucke wurden zu 1, 2, 4, 6, 10 und 15 Torr gewählt, weil uns tiefere Drucke aus noch zu erwähnenden Gründen hier nicht interessierten. Aus den bekannten Kathodenoberflächen und den unmittelbar gemessenen Stromstärken wurde, um für die verschiedenen Kathoden so noch am besten vergleichbare Daten zu erhalten, jeweils die mittlere Stromdichte errechnet und als Versuchsparameter benutzt; sie konnte bis zu etwa 6 mA/cm² gesteigert werden, ohne daß die Elektroden störend hohe Temperaturen erreichten. Im folgenden ist

Wie die beiden Abb. 5 und 6 zeigen, hängt die Brennspannung also auch von h ab und ist um so kleiner, je größer h ist. Mit zunehmendem Druck nimmt dieser Längeneinfluß jedoch rasch ab und ist oberhalb von etwa 7 Torr bereits unmerklich, wie dies Abb. 7 übersichtlich erkennen läßt, die sich auf die Stromdichte von 3 mA/cm^2 bezieht. Abb. 8 gibt an dem Beispiel der 130 mm langen Kathoden ($D 30$) noch eine Übersicht über die typische Abhängigkeit der Brennspannung von Druck und Stromdichte und zeigt zugleich den Einfluß des Anodendurchmessers ($A 2i$ und $A 15i$). Im einzelnen ist zu dem Verlauf der Schaulinien noch folgendes zu bemerken: Mit zunehmender Stromstärke fällt zunächst die Brennspannung stark ab (eingezeichnet nur in Abb. 8). Es wurde beobachtet, daß in diesem Bereich noch keine eigentliche Glimmentladung mit einem Glimmlicht vorliegt, das in großer Fläche auf der Kathode ansetzt, sondern daß die Entladung an einer Stelle im Innern der Kathode ansetzt, auf ungefähr 3—4 mm Durchmesser zusammengeschnürt ist und aus mehreren Schichten besteht. Die Entladung setzt dann in einem Glimmlichtfleck üblicher Art an und bildet sich ringförmig in der Mitte des Kathodenzylinders aus. Ist dieser Zustand erreicht, dann

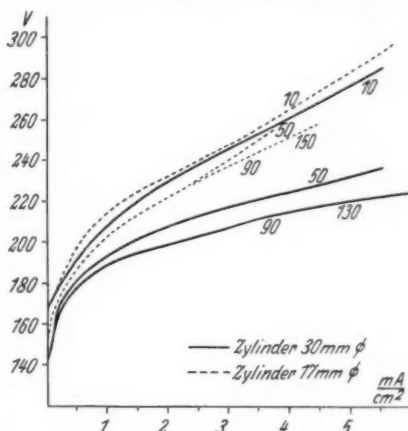


Abb. 6. Brennspannung-Stromdichteabhängigkeit bei 2 Torr für verschiedene Elektrodenlängen

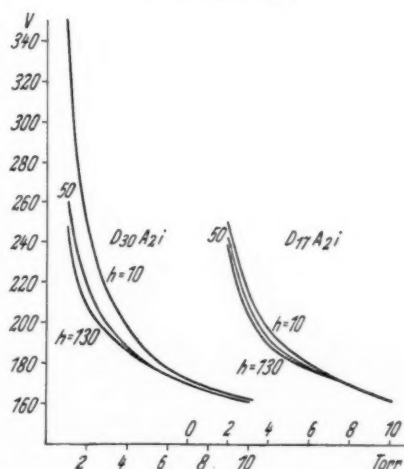


Abb. 7. Abhängigkeit der Brennspannung vom Druck bei 3 mA/cm^2 für Zylinderkathoden von verschiedener Länge

nimmt die Brennspannung ihren Mindestwert an; dieses Minimum ist mit zunehmendem Druck nach größeren Stromstärken hin ver-

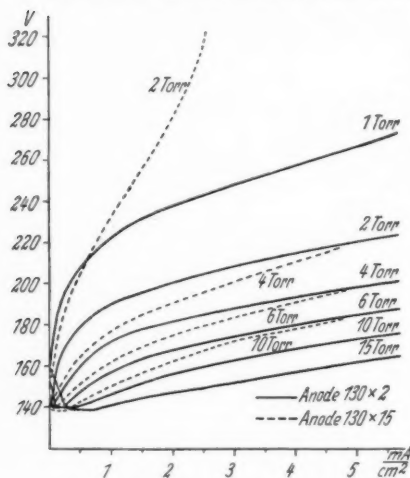


Abb. 8. Brennspannung-Stromdichteabhängigkeit bei verschiedenen Drucken für Zylinderkathode 130 x 30

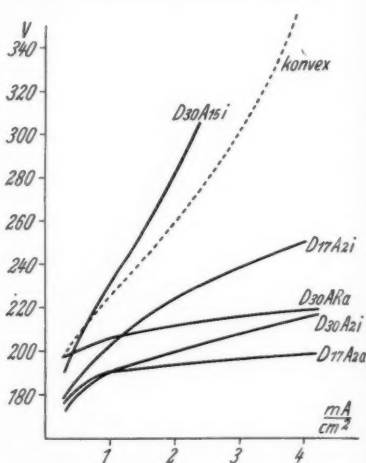


Abb. 9. Brennspannung-Stromdichteabhängigkeit bei 2 Torr für 130 mm lange Zylinderkathoden von verschiedener Weite und für verschiedene Anodenanordnungen

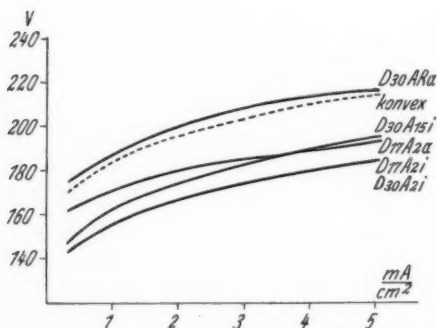


Abb. 10. Brennspannung-Stromdichteabhängigkeit bei 6 Torr für 130 mm lange Zylinderkathoden von verschiedener Weite und für verschiedene Anodenanordnungen

lange Zylinderkathoden von verschiedener Weite und für alle benutzten Anodenanordnungen dar. Die mit eingezeichneten gestrichelten

schohen und wird mit zunehmendem Druck immer flacher. Es folgt dann erst der hier allein interessierende reguläre Anstieg der Brennspannung, bei dessen Beginn das Glimmlicht meistens die ganze Kathodenoberfläche bedeckt (vgl. dazu S. 26).

Die Abb. 9 und 10 stellen die Brennspannung in Abhängigkeit von der Stromdichte bei 2 bzw. 6 Torr für 130 mm

Kurven beziehen sich auf eine konvexe Kathode von 50 mm Länge und 30 mm Weite.

Die Ergebnisse an Topfelektroden, die mit der Anordnung Abb. 3 (Kathode Aluminium!) erhalten wurden, sind in den Abb. 11—13

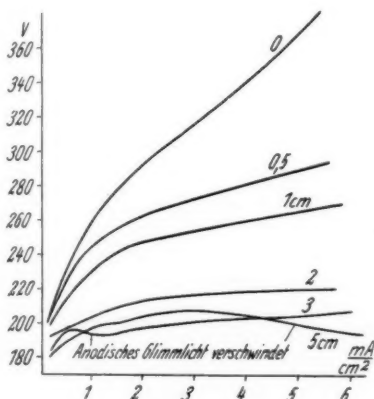


Abb. 11. Abhängigkeit der Brenns-
spannung von der Stromdichte bei
1 Torr für verschiedene Topftiefen.
Topfdurchmesser 18 mm

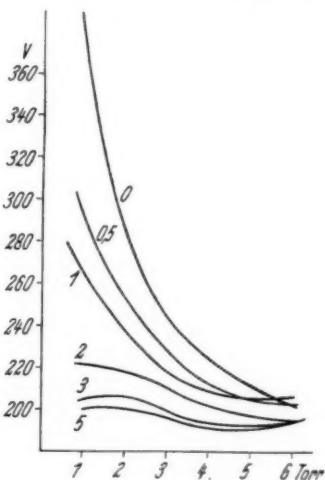


Abb. 12. Brenns-
spannung in Ab-
hängigkeit vom Druck für ver-
schiedene Topftiefen bei 5 mA/cm²

zusammengefaßt. Die Reproduzierbarkeit der Einzelwerte ist hier allerdings nicht ganz so gut, wie für die bisher beschriebenen Ergebnisse und muß auf 5 Volt veranschlagt werden. Es liegt dies daran, daß das Rohr mit verschiebbarem Boden nicht so gut ausgewirbelt werden konnte, wie die Rohre mit festen Eisenkathoden. Die erzielte Genauigkeit genügt jedoch, um in den graphischen Darstellungen alles wesentliche hervortreten zu lassen. In Abb. 11 ist die Abhängigkeit der Brenns-
spannung von der Stromdichte bei 1 Torr

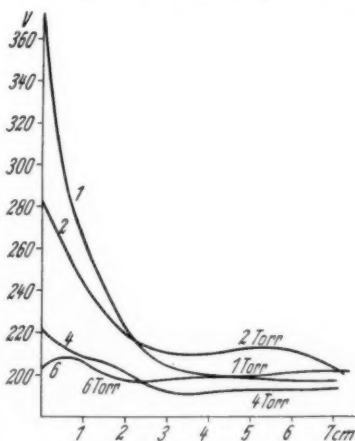


Abb. 13.
Brenns-
spannung in Abhängigkeit von
der Topftiefe für verschiedene Drücke
bei 5 mA/cm²
2*

für verschiedene Topftiefen aufgetragen. Die entsprechenden Kurven für höhere Drucke verlaufen ähnlich, nur rücken die Kurven für die verschiedenen Topftiefen mit zunehmendem Druck nach unten und immer mehr zusammen und liegen schon bei 6 Torr wahllos übereinander in einem Streifen von etwa 12 Volt Breite, dessen Mittellinie ungefähr die Gestalt der Kurve für die Topftiefe 2 cm auf Abb. 11 mit einem Höchstwert von 200 Volt hat. Die Brennspannung steigt für die Topftiefen 3 und 5 cm mit wachsender Stromstärke zunächst an, fällt wieder ab und steigt dann wieder an. Es konnte jedoch beobachtet werden, daß anodische Entladungsteile vorhanden sind, falls die Schaulinien dieses Verhalten zeigen; während des Abfalles verschwindet das anodische Glimmlicht. Mit steigendem Druck wird das Maximum der Kurve immer flacher und verschiebt sich nach größeren Stromstärken hin.

Aus den Abb. 12 und 13 sind die Abhängigkeiten der Brennspannung vom Druck für verschiedene Topftiefen (Zentimeter) und von der Topftiefe für verschiedene Drucke bei 5 mA/cm² zu ersehen. Von etwa 6 Torr an aufwärts ist es für die Brennspannung des Rohres fast gleichgültig, ob die Kathode eine Topftiefe von 0 cm (ebene Kathode) oder eine Topftiefe von 5 cm besitzt. Dies entspricht dem Verhalten der Brennspannung in Abb. 7, wo der Einfluß der Länge von Zylinderkathoden bei 7 Torr verschwindet.

b) *Stromverteilung auf der Kathode.* Es ist schon lange bekannt, daß der Strom auf die einzelnen, vom Glimmlicht bedeckten Flächenelemente der Kathode nicht gleichmäßig verteilt ist. In Hohlkathoden ist diese Inhomogenität der Stromdichte besonders ausgeprägt. So ist an Zylindern bei tieferen Drucken zu beobachten, daß die Dicke des Dunkelraumes von der Mitte des Zylinders nach den Enden hin zunimmt. Begrenzen wir den Strom soweit, daß die Oberfläche (gemeint ist natürlich stets die konkave Fläche; die äußere Fläche ist abgedeckt) nicht vollkommen vom Glimmlicht bedeckt ist, so setzt dieses auch bei gleichmäßigster Beschaffenheit der Kathodenoberfläche zunächst in der Mitte des Zylinders an und wächst gleichmäßig nach den beiden Enden hin, wenn wir den Strom vergrößern. Bei nicht zu hohen Drucken erscheint das Glimmlicht in der Mitte des Zylinders immer heller als an den Enden. Bei Topfelektroden liegen die Verhältnisse ähnlich. Sind diese Elektroden nicht zu tief und nicht zu eng, so setzt das Glimmlicht vorzugsweise an den tieferen Stellen des Topfes an. Außerdem sind in Hohlkathoden die Ränder des Glimmlichtes vollkommen verwaschen, so daß man nicht genau sagen kann, wann das Glimmlicht bei Steigerung des Stromes die Oberfläche vollkommen bedeckt.

An der bereits in Abb. 4 gezeigten Topfelektrode, die in drei Ringe und den Boden unterteilt ist, haben wir nun die Stromdichteverteilung auf diese vier Flächenteile quantitativ untersucht. Es werden der Gesamtstrom und die Teilströme auf die einzelnen Flächen gemessen.

In Abb. 14 sind, um die Stromverteilung übersehen zu können, die Flächenteile schematisch angedeutet und über ihren Mittelpunkt jeweils die mittleren Stromdichten bei 1, 2, 4, 6 und 10 Torr für 250, 150 und 100 mA aufgetragen. Verbindet man diese Punkte durch Kurven, so ergibt sich folgendes Bild: Die größte

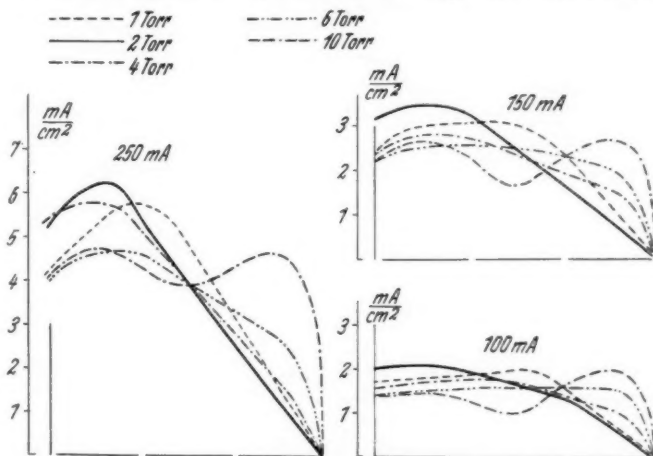


Abb. 14. Stromdichteverteilung auf die einzelnen Flächenelemente

Stromdichte findet sich beim tiefsten Druck am Boden und in der Nähe des Bodens; aber mit steigendem Druck verteilt sich die Stromdichte dann immer gleichmäßiger auf die ganze Oberfläche der Kathode. (Das Minimum bei 10 Torr über dem mittleren Ring dürfte wohl sicher von einem Fehler herrühren. Es ragten nämlich einige Quarzwollfäden der äußeren Elektrodenabdeckung zwischen den Ringen hindurch. Da sie sich bei diesem Druck im Glimmlicht befinden, können sie die Entladung empfindlich stören.)

c) *Optische Beobachtungen.* Subjektiv können blaue Leuchtzonen, hervorgerufen durch ein Überwiegen der Hg-Emission, und rote Leuchtzonen, hervorgerufen durch ein Überwiegen der Ne-Emission, unterschieden werden. Dunkelräume sind ebenfalls zwei zu unterscheiden, nämlich ein äußerer Dunkelraum dicht an der Zylinderwand (Kathodendunkelraum KD.) und ein innerer Dunkel-

dehnt unter Zusammenziehung des KD. Ein FD. ist hier nicht zu bemerken. Reihe *B* gilt für mittlere Drucke (2—6 Torr). Hier tritt eine innere blaue Leuchtzone auf, die aber mit zunehmender Stromstärke mehr und mehr von rotem Leuchten überdeckt wird, so daß Formen derselben Art wie in Reihe *A* entstehen. Reihe *C* gilt für hohe Drucke (10—20 Torr). Die Formen dieser Reihe sind für schwache Ströme von derselben Art, wie die Reihe *B*, zeigen also ebenfalls die innere blaue Leuchtzone. Es tritt aber nun um die Achse ein FD. auf, der mit zunehmender Stromstärke dann ebenfalls von Leuchten, und zwar ziegelrotem Leuchten erfüllt wird, so daß sich die Formen dieser Reihe, und zwar bei um so höheren Stromstärken, je größer der Druck ist, denen in *A* und *B* nähern.

Die feinere Analyse an Hand der photometrierten Spektrogramme bestätigt diese subjektiven Befunde im wesentlichen, zeigt aber naturgemäß darüber hinaus noch einige neue Einzelheiten. Es genügt, einige Wiedergaben der Photometerkurven zu geben, um die Sachlage erkennen zu lassen (Abb. 16).

4. Auswertung der Ergebnisse

a) *Allgemeine theoretische Gesichtspunkte.* Bei der HW. handelt es sich darum, daß an oder vor der Kathode zusätzlich Träger erzeugt werden, wodurch die aus der Stationaritätsbedingung folgende notwendige Ionisierung zum Teil von Vorgängen im Fallraum abgenommen oder, allgemein gesagt, die Ionisierung durch die aus der Kathode und dem Fallgebiet stammenden Elektronen ökonomischer geleitet wird. Die einfachste Annahme in diesem Sinn haben schon Güntherschulze und dann insbesondere v. Engel und Steenbeck¹⁾ in einer qualitativen Theorie der HW. entwickelt, die man als Beschießungstheorie bezeichnen könnte. Sie machen für die HW. die von außen aus einem gegenüberstehenden Fallraum hineingeschossenen Elektronen verantwortlich, wobei dieser Effekt noch verstärkt sein kann durch eine Pendelbewegung der Elektronen.

Man erfaßt damit jedoch nicht alle möglichen Effekte, die hier eine Rolle spielen können. An einer ebenen Kathode liegen die Dinge bekanntlich nach der Annahme der einfachen Kathodenfalltheorie so, daß jedes von der Kathode ausgehende Elektron im Fallraumgebiet N positive Ionen erzeugt, die, zur Kathode wandernd, aus dieser wieder γN Elektronen freimachen. Die Stationaritätsbedingung lautet dann: $\gamma N = 1$ und führt in Verbindung mit Raumladungsbetrachtungen letzten Endes zu einer Beziehung zwischen dem Kathodenfall und der Stromdichte. Zu dieser Stationaritäts-

1) A. v. Engel u. M. Steenbeck, Gasentladungen II. S. 115.

bedingung kommen aber bei genauerer Betrachtung noch einige Zusatzglieder. Im Glimmlicht findet sicher eine sehr kräftige Ionisation statt. Von den Ionen gehen zwar viele durch Wiedervereinigung zugrunde¹⁾, aber ein Teil von ihnen wandert (durch Diffusion, wahrscheinlich vornehmlich zugleich dem Glimmlichtfeld folgend) in den eigentlichen Fallraum innerhalb des Glimmlichtes ein und gelangt dann ebenfalls zur Kathode. (Die Existenz eines Potentialberges in der Nähe des Glimmsaumes²⁾ ist jedenfalls noch nicht oder nicht so allgemein sichergestellt, daß eine solche Einwanderung als unmöglich bezeichnet werden muß, und die Befunde an behinderten Entladungen scheinen sogar deutlich für sie zu sprechen.) Ist N_g die pro Primärelektron im Glimmlicht erzeugte Ionenmenge und ν der Bruchteil, dem es gelingt, zur Kathode zu gelangen, so ist also die linke Seite der Stationaritätsbedingung noch zu ergänzen durch ein Glied $\gamma \cdot \nu \cdot N_g$. In den kathodischen Entladungsteilen werden auch beträchtliche Mengen von Metastabilen erzeugt, und auch auf eine Beteiligung dieser Metastabilen am Mechanismus des Kathodenfalles ist in letzter Zeit schon verschiedentlich hingewiesen worden³⁾. Wir wollen hier nur die betrachten, denen es gelingt, an die Kathode zu kommen und aus ihr Elektronen frei zu machen, also abgesehen vom Penningeffekt und dergleichen. Ist M die Zahl der pro Primärelektron erzeugten Metastabilen und μ der Bruchteil davon, der an die Kathode wandert und ein Elektron befreit, so kommt zur Stationaritätsbedingung also als ein weiteres Glied μM . Als gesichert kann gelten, daß an der Elektronenbefreiung auch ein Photoeffekt durch die aus der Entladung stammende Strahlung beteiligt ist⁴⁾. Es bedingt noch ein Zusatzglied λL , wo L wieder die pro Primärelektron erzeugte Zahl von photoelektrisch wirksamen Lichtquanten und λ die Ausbeute an der Kathode ist. Insgesamt haben wir also die Stationaritätsbedingung nun allgemeiner zu schreiben in der Form:

$$\gamma(N + \nu N_g) + \mu M + \lambda L = 1.$$

1) Vgl. etwa die Arbeiten von Fischer.

2) K. Emeleus u. N. Harris, Phil. Mag. 4. S. 49. 1927; K. Emeleus u. R. Sloane, Phil. Mag. 14. S. 355. 1932; K. Emeleus u. W. Brown, Phil. Mag. 22. S. 898. 1936; K. Emeleus, Brown u. Cowan, Phil. Mag. 17. S. 146. 1934.

3) Z. B. G. Spiwak u. E. Reichrudel, Phys. Zschr. d. Sowj. 10. S. 121. 1937.

4) Es handelt sich hier um zahlreiche Arbeiten insbesondere auch zur Theorie der Zündung; als die unseres Wissens erste hierhergehörende sei erwähnt die Utrechter Dissertation von J. Taylor, als eine der letzten die von F. Penning u. Kruithof, Physica 5. S. 203. 1938. Im übrigen genügt es, auch zu 1), zu erinnern an die Untersuchungen von R. Schade.

Überträgt man nun diese Überlegungen auf eine Hohlkathode, so kommt nicht nur noch dazu der oben erwähnte Beschießungseffekt, der herrührt von den jeweils bis in den Gegenfallraum vordringenden und dort ionisierenden Elektronen, sondern es wird auch die Ausbeute der ν , μ und λ Glieder größer als etwa an einer ebenen Einfachkathode. Diese Glieder sind in Hohlkathoden ferner abhängig von der Beschränkung der freien seitlichen Abdiffusion der Ionen, Metastabilen und Lichtquanten, und es spielt dann also — wenn die genannten Effekte überhaupt quantitativ in Betracht kommen — nicht nur das „Gegenüberstehen“ von Kathodenflächen, wie nach der einfachen Beschießungstheorie, eine Rolle, sondern auch die physikalische „Begrenzung“ des ganzen Kathodenfallgebietes im weiteren Sinn. Die Diskussion des Beobachtungsmaterials wird also jedenfalls nicht ganz einfach sein. Zudem ist schon die Fragestellung, die hier überhaupt interessiert, nicht ohne weiteres zu formulieren, und selbst wenn dies gelungen ist, ist nicht ohne weiteres zu übersehen, wie die aus unseren Messungen allein zu entnehmende gesamte Brennspannung quantitativ mit den im Rahmen einer Theorie der HW. interessierenden Größen zusammenhängt. Immerhin scheint es möglich zu sein, durch eine sinngemäße Kombination aller zur Verfügung stehenden Meßdaten zu Folgerungen zu kommen, die theoretisch auswertbar sind.

Was zunächst die Fragestellung anlangt, so kann man nicht einfach mit dem Begriff des Kathodenfalles operieren, ganz abgesehen davon, daß bekanntlich dieser Begriff selbst in recht verschiedener Weise — je nach der Lage des Aufpunktes — festgelegt werden kann. Man wird allgemeiner den Potentialfall vor der Kathode bis in das Glimmlicht hinein als interessierende Größe betrachten müssen und demgemäß die Vorgänge in diesen „kathoden-nahen“ Entladungsteilen und nicht nur die im optischen Dunkelraum (eigentlicher Fallraum im engeren Sinne) als eng zusammengehörend anzusehen haben. Dann läßt sich die Fragestellung am besten vielleicht dahin fassen, ob in den hier untersuchten Hohlkathoden gegenüber der Sachlage an konvexen (einschließlich natürlich der ebenen) Einfachkathoden Hinweise auf spezifische neue Vorgänge zu finden sind, durch die eine zusätzliche Trägerbildung und deshalb nach der Stationaritätsbedingung eine zusätzliche Verkleinerung des in jenen Entladungsteilen liegenden Potentialfalles bewirkt wird. Bei einer derartigen absichtlichen Allgemeinheit der Fragestellung entfällt der an sich nicht durchführbare quantitative Vergleich zwischen dem Kathodenfall in den Hohlkathoden und dem — bei derselben Stromdichte und demselben Fülldruck — an

einer konvexen Kathode sich einstellenden Kathodenfall. (Den Füll-
druck und nicht die Gasdichte als Vergleichsparameter zu wählen,
ist man hier wegen der unbekannten Gastemperatur gezwungen).

Hinsichtlich der Verwertung der Meßgröße „gesamte Brenn-
spannung“ ist zu bemerken, daß sie sich zusammensetzt aus dem
eigentlichen Kathodenfall K , aus dem Potentialfall S im Glimmlicht
einschließlich unter Umständen eines Teiles der positiven Säule und
aus dem Anodenfall A . Wie optische Beobachtungen zeigten, kann
man wahrscheinlich fast stets den Anodenfall praktisch vernach-
lässigen. Eine unangenehme Komplikation in der Deutung der
Meßdaten ist hingegen noch zu vermuten in einer Behinderung der
Entladung in allen Fällen, in denen die Anode innerhalb der Hohl-
kathoden angeordnet war. Es ist schwer abzuschätzen, wie sich
eine solche Behinderung quantitativ auswirkt; sagen läßt sich nur
dazu, daß optisch die Dunkelraumdicken, die mit zunehmender
Stromdichte abnehmen, auch bei den kleinsten benutzten Drucken
von 1 Torr und den kleinsten Stromdichten von $0,3 \text{ mA/cm}^2$ nie
mehr als die Hälfte des Abstandes Kathode–Anode erfüllen. Man
wird deshalb der Behinderung keine allzugroße Rolle zuschreiben
dürfen. Bemerkt sei ferner, daß die Kathoden bei den angegebenen
Stromdichten praktisch vollkommen bedeckt waren. Die Stromdichte
ist natürlich trotzdem nicht als ein vollkommen einwandfreier Ver-
gleichsparameter zu werten (vgl. die Angaben über die Strom-
verteilung auf die einzelnen Oberflächenelemente), ist aber als
Mittelwertparameter sicher brauchbar und ermöglicht noch am
besten, überhaupt Vergleiche zu ziehen.

Zum Schluß sei noch hingewiesen auf eine Erscheinung, die
zwar nicht unmittelbar mit den hier interessierenden Fragen zu-
sammenhängt, uns aber doch recht bedeutungsvoll zu sein scheint
und auf das deshalb in einer späteren Arbeit ausführlich eingegangen
werden soll. Vor allem bei höheren Drucken wurde nämlich
(vgl. Abb. 8) stets gefunden und dann in einigen orientierenden Ver-
suchen an großflächigen Kathoden bereits etwas genauer untersucht,
daß die Brennspannung bei kleinen Stromstärken mit abnehmender
Stromdichte wieder ansteigt, und zwar um sehr erhebliche Beträge.
Die Absolutgröße und die Druckabhängigkeit der Stromstärke, unter-
halb welcher dieser Anstieg einsetzt, scheinen uns nicht verträglich
zu sein mit der Annahme, daß es sich dabei um eine unternormale
Glimmentladung in dem im Sinn der bisher im Schrifttum mit
dieser Bezeichnung verbundenen Anschauungen handelt¹⁾, sondern

1) Vgl. dazu W. Dällenbach, Phys. Ztschr. 26. S. 483. 1925; A. v. Engel
u. M. Steenbeck, Gasentladungen II. S. 80.

daß hier noch ein Problem von grundsätzlicher Bedeutung verborgen liegt.

b) *Brennspannung und Stromverteilung.* Aus dem ganzen Material für Zylinder wurden bereits in Abb. 9 und 10 die auf die Kathoden von 130mm Länge bezüglichen $V-i$ -Kurven herausgezeichnet, weil sich hier recht vollständige Vergleichsmöglichkeiten bieten. Eingetragen ist ferner eine $V-i$ -Kurve (gestrichelt) für eine innen abgedeckte Kathode von 30 mm Durchmesser. Es seien zunächst die Kurven für 1 Torr (tiefer Druck) betrachtet (Abb. 9). Es zeigt sich zunächst, daß es zwei Gruppen deutlich und in typischer Weise voneinander verschiedener Kurvenformen gibt. Zu der einen mit ständigem kräftigen Anstieg gehören $D\ 30\ A\ 15\ i$, $D\ 30\ A\ 2\ i$, $D\ 17\ A\ 2\ i$ und die Kurve für die konvexe Kathode, zu der anderen mit flacherem, einem Sättigungswert zustrebendem Anstieg $D\ 30\ A\ Ra$ und $D\ 17\ A\ 2a$. Also nur, wenn die Anode außen liegt, erhält man ausgeprägte Hinweise auf eine Hohlkathodenwirkung. Wenn die Anode innen liegt, wird die HW. offenbar entweder überdeckt von einem anderen Effekt oder sie ist an sich geringer; d. h. es kann für den steileren Kurvenanstieg entweder eine Behinderung verantwortlich sein, oder die Innenanode kann rein geometrisch die gegenseitige Unterstützung gegenüberliegender Oberflächenelemente in gewissem Umfange unterbinden. Etwas mehr läßt sich hierüber noch aussagen durch eine Betrachtung der quantitativen Lage der Dinge. Ordnet man die Kurven nach ihrer Höhenlage der Reihe nach, so liegt die folgende Deutung nahe:

1) $D\ 30\ A\ 15\ i$. Daß V höher liegt, als für die konvexe Kathode, ist zum Teil zu verstehen durch eine Behinderung der Entladung, die allerdings nicht sehr groß ist und nach den früher über die Dunkelraumdicken erwähnten Beobachtungen eben nur einen Teil des Glimmlichtes abschneidet. Dazu kommt wohl vor allem, daß die Anode hier eine recht starke Abschirmung gegenüberliegender Entladungsteile gegeneinander bedingt, so daß an sich nur eine schwache HW. zu erwarten ist.

2) $D\ 17\ A\ 2i$. Die der geometrischen Sachlage nach zu erwartende schwache Behinderung wird nun offenbar bereits kompensiert durch eine eigentliche HW. Wie ein Vergleich mit

3) $D\ 30\ A\ 2i$ zeigt, nimmt ganz erwartungsgemäß die HW. zu in dieser Anordnung (und zugleich noch die Behinderung ab). Bemerkenswert dürfte sein, daß die HW. vermutlich nicht so sehr in einer Pendelbewegung der Elektronen mit Ionisation im eigentlichen Dunkelraum-Fallraumgebiet zu sehen ist, als in einer Fremdversorgung der Glimmlichter mit Ionen und Metastabilen.

4) *D 30 A Ra*. Auffallend und zunächst unprogrammäßig ist, daß diese Kurve etwas über der Kurve 3 liegt. Der flachere Anstieg der Kurve 4 spricht dafür, daß hier die HW. tatsächlich stärker ausgeprägt ist und daß die quantitativ höher liegenden *V*-Werte durch den Potentialfall in dem ausgedehnteren Glimmlicht zu erklären sind.

5) *D 17 A 2 a* zeigt am ausgeprägtesten eine HW. und hat die tiefsten *V*-Werte. Dies alles ist unmittelbar verständlich, weil hier *D* am kleinsten ist und keinerlei Behinderung oder Abschirmung zu erwarten ist.

Von geringerem Interesse sind die Befunde bei höheren Drucken bis auf zwei noch zu erwähnende allerdings recht wichtige Feststellungen und sollen deshalb nicht in allen Einzelheiten diskutiert werden; die zu Abb. 9 analoge Abbildung ist in Abb. 10 für 6 Torr als typisch für die höheren Drucke gezeichnet. Man erkennt an der Kurve *D 30 A Ra* und an der Kurve für die konvexe Kathode, daß nun eine HW. von der bei tiefen Drucken festgestellten Art nicht mehr zu bemerken ist. Besonders deutlich wird dies noch an den Kurven der Abb. 8, die sich auf *D 30 A 2 i* und *D 30 A 15 i* bezieht. Aber es fällt an dieser Abbildung sogleich noch eine neue Eigentümlichkeit auf. *V* wird, wie ohne weiteres verständlich und längst bekannt ist, mit zunehmendem Druck kleiner. Aber schon von 4 Torr an werden *V*-Werte erhalten, die sogar kleiner sind als der Wert des normalen Kathodenfalls, für den in Ne an Eisen aus der Literatur und aus unveröffentlichten neuen Messungen der Studiengesellschaft 155 V als sichergestellt gelten kann. Eine Unterschreitung dieses Wertes findet sich naturgemäß nur bei den Anordnungen mit Innenanode, weil hier die zusätzlichen Potentialgefälle außerhalb des eigentlichen Fallraumgebietes am kleinsten sind. Sie zeigt an, daß eine HW. vorhanden ist, und diese kann bei dem hohen Druck nur von einem Eindiffundieren von Ionen, Metastabilen oder Photonen in den Fallraum herrühren, sie ist also von anderer Art als die bei tiefen Drucken vornehmlich wirksame HW. durch Elektroneneinschuß. Diese Argumentation ist allerdings nicht unbedingt überzeugend, aber sie wird gestützt durch noch einen anderen Befund. Vergleicht man nämlich nun Kathoden von verschiedener Länge, wie sie in den *D 30* und *D 17* Kathoden mit *A 2 i* zur Verfügung stehen (Abb. 7), so zeigt sich, daß *V* auch abhängt von der Kathodenlänge *h*. Ausgeprägt bei tiefen Drucken bis etwa 4 Torr hinauf, aber wahrnehmbar auch noch bei höheren Drucken bis zu 15 Torr — wobei die Unterschiede mit zunehmendem Druck kleiner werden — ist *V* stets am größten für

$h = 10$ mm und die Differenz V für $h = 10$ gegen V für $h = 50 \dots 130$ ist wiederum größer für $D 30$ als für $D 17$. Unter Bedingungen, unter denen ein Beschießungseffekt keine Rolle mehr spielen kann, läßt sich also immer noch eine HW. feststellen, und die zuletzt beschriebenen Ergebnisse lassen sich unseres Erachtens zwanglos deuten durch die Annahme von seitlichen Diffusionsverlusten (d. h. aus dem Kathodenzyylinder heraus) von für diese HW. verantwortlich zu machenden Agentien (Ionen, Metastabilen, Photonen).

Für Töpfe, d. h. für auf einer Seite geschlossene Zylinder ergeben sich, wie schon früher erwähnt, ganz ähnliche Gesetzmäßigkeiten wie für die (beiderseits offenen) Zylinder. Bei den tieferen Drucken ~ 1 Torr ist eine ausgeprägte HW. vorhanden, wie dies deutlich Abb. 11 zeigt. Aber schon von 2–3 cm Topftiefe ab ist diese HW. voll ausgebildet und eine weitere Vergrößerung der Topftiefe bringt dann keine wesentliche Änderung mehr. Man kann dies am einfachsten erklären dadurch, daß die Beteiligung des Bodens an der HW. nicht weiter als etwa 2 cm in das Gas hineinreicht. Bei den höheren Drucken ist die zweite der oben genannten Arten der HW. wirksam und sollte zunehmen mit zunehmender Topftiefe. Die geringere Genauigkeit der Messungen an den Töpfen läßt leider die zu erwartenden Feinheiten nicht mehr erkennen, aber die in Abb. 12 gezeichneten V Kurven können (bei 5...6 Torr) wohl zwanglos in diesem Sinn gedeutet werden.

In Abb. 14 war die Stromdichteverteilung auf die einzelnen Flächenelemente einer Topfelektrode (60×30) dargestellt. Die Stromdichte ist bei höheren Drucken wie bei ebenen Elektroden auf der ganzen Oberfläche annähernd konstant. Mit abnehmendem Druck nimmt aber die Stromdichte bei konstantem Gesamtstrom vom Rande des Topfes nach dem Boden hin zu, und diese Ungleichförmigkeit der Stromdichteverteilung ist um so ausgeprägter, je größer der Gesamtstrom ist.

Eine befriedigende Erklärung für diese Befunde zu geben, ist schwer, solange man über die Gestalt der Äquipotentialflächen und über die Verteilung der Gastemperatur im Inneren des Topfes nichts weiß. Geht man aus von der Annahme, daß das Glimmlicht, das den Mittelteil des Topfhohlraums um die Achse erfüllt, ein Gebiet praktisch konstanten Potentials ist und daß der Kathodenfall = Glimmlichtpotential–Kathodenpotential an allen Topfteilen derselbe ist, so würden die festgestellten Stromdichtekurven und auch ihre Abhängigkeit von Druck und Stromstärke im richtigen Sinn liegen, weil nach den vorhergehenden Überlegungen die HW. zunehmen müßte in das Topfhohlrauminnere hinein. Es ist aber kaum ab-

zuschätzen, wieweit dies genügt, weil auch die Gasdichte im Topf nicht konstant ist, sondern nach dem Inneren hin aus thermischen Gründen abnimmt. Man hat es hier eben zu tun mit Kathoden, die in jeder Beziehung inhomogen, d. h. deren einzelne Flächenteile nicht mehr gleichwertig sind. Wir werden darauf bei anderer Gelegenheit noch zurückkommen und diese nicht so sehr grundsätzlich wie praktisch interessanten Verhältnisse eingehender behandeln.

c) *Optische Beobachtungen.* Man erkennt an den visuellen Erscheinungen (Abb. 15), daß es sich bei Drucken ≥ 2 Torr offenbar um kathodische Leuchtgebilde und Dunkelräume handelt, die sich nicht grundsätzlich von denen an ebenen Einfachkathoden unterscheiden. Besonderheiten irgendwelcher Art sind nicht zu erkennen. Das Leuchten ist anzusprechen als das negative Glimmlicht, bei höheren Drucken einschließlich seiner kathodenfernen Teile. Nur insofern ist das Bild nicht das von früheren optischen Untersuchungen an Einfachkathoden her bekannte, als hier die negativen Glimmlichter, wenn man an dieser Bezeichnungsweise festhält, bereits von allen Seiten zusammenreichen.

Die genauere Betrachtung der in Abb. 17, S. 35 zusammengestellten Photometerkurven gibt einige Einzelheiten, die von Interesse sind. Zunächst findet man bei den höheren Drucken (≥ 2 Torr) die Glimmsaumregel, und zwar zum Teil sogar sehr deutlich bestätigt, nach welcher die He-Linien in geringerer Entfernung von der Kathode ihr Maximum erreichen sollen, als die Hg-Linien; dies weist darauf hin, daß die Vorgänge im Fallraum und im Glimmlicht sich hier nicht grundsätzlich unterscheiden von denen an Glimmentladungskathoden gewöhnlicher Art. Bei tiefen Drucken, wo durchfliegende und pendelnde Elektronen das Glimmlicht durchsetzen, ist davon nichts mehr zu bemerken; man vergleiche etwa die Bilder für 6 Torr, 50 mA und 0,5 Torr, 25 mA, um diese typischen Unterschiede zu erkennen. Es ist ferner auffallend und in derselben Richtungweisend, daß bei den höheren Drucken die He-Linien in der Mitte eine ausgeprägte Depression zeigen, wie dies beim Zusammentreffen zweier regulärer Glimmlichter zu erwarten ist, während bei tiefem Druck kein Anzeichen für eine solche Depression vorhanden ist. Die Hg-Linien haben nur bei den höchsten Drucken und Stromdichten eine Mitteldepression, im übrigen aber auch bei Bedingungen, unter denen sie für die He-Linien ausgeprägt ist, einen Berg. Auch dies ist wohl erklärlich, wenn man das Glimmlicht auffaßt als stark angeregtes Plasma, in dessen Randgebiete die schnellen Fallraumelektronen noch eindringen. Hingewiesen sei endlich noch auf den Verlauf der Intensitäten bei tiefem Druck dicht an der Kathoden-

oberfläche; man erkennt hier deutlich vor allem eine Hg-Anregung, wahrscheinlich durch die aus der Kathode austretenden noch langsamen Elektronen, und zugleich, daß ein vollkommener Langmuir-dunkelraum nicht vorhanden ist, d. h., daß auch noch im Fallraumgebiet anregende Stöße vorkommen. Um weitere Feinheiten zu enthüllen, reicht die räumliche Auflösung (Tiefenschärfe der Abbildung) nicht aus. Aber insgesamt dürften die Folgerungen aus den Photometerkurven befriedigend die anderweitigen theoretischen Überlegungen bestätigen und stützen.

5. Ansätze zu einer Theorie der HW.

Die einfachste Theorie, die man sich für das Zustandekommen der HW. bilden kann, ist die schon erwähnte Beschießungstheorie. Es sollen Elektronen von außen, d. h. aus einem dem betrachteten gegenüberliegenden Teil des Kathodenfallgebietes in dieses eindringen und — verstärkt unter Umständen noch durch eine Pendelbewegung zwischen den Kathodenflächen — eine zusätzliche Ionisation bewirken. Diesen an sich plausiblen und für tiefe Drucke wohl sicher auch richtigen Gedanken auszubauen, ist bisher nicht versucht worden und ist wohl auch quantitativ noch nicht möglich, weil unsere Kenntnisse von der Reichweite langsamer Elektronenstrahlen dazu nicht ausreichen. Alles was sich unseres Erachtens aus dem gesamten zur Zeit zur Verfügung stehenden experimentellen und theoretischen Material über die Bremsung und Zersplitterung langsamer Elektronenstrahlen in Gasen für unsere Zwecke entnehmen läßt, ist, daß in den hier benutzten Hohlkathoden der Beschießungseffekt nur hinauf bis zu 1...2 Torr eine merkliche und unterhalb von etwa 1 Torr vielleicht sogar die Hauptrolle spielen dürfte, und daß sich die Ergebnisse von Güntherschulze, a. a. O. durch ihn ganz gut erklären lassen. Für höhere Drucke wird man hingegen im Sinn der im vorhergehenden Abschnitt skizzierten Überlegungen eine Erweiterung der üblichen Vorstellungen über den Mechanismus des Kathodenfalls versuchen müssen. Die Durchführung stößt natürlich auf grundsätzlich dieselben Schwierigkeiten, wie sie die übliche einfache Kathodenfalltheorie zu überwinden hat. An Hand des bekannten einfachen Modells¹⁾ — Ionisation im Fallgebiet nach Townsend, Vernachlässigung der Raumladungswirkung der Elektronen, konstante Beweglichkeit der Ionen, linearer Abfall der Feldstärke von der Kathode zur Fallraumgrenze, d. h. konstante positive Raumladung — kann man aber ohne Schwierigkeiten sich einen

1) A. v. Engel u. M. Steenbeck, Gasentladungen II, S. 68 ff., 1934; vgl. dazu M. Druyvesteyn, Physica 5. S. 875. 1938.

instruktiven Einblick in die quantitative Sachlage verschaffen, wenn man die HW. durch geeignete Ansätze für eine zusätzliche Trägerbildung beschreibt. Daß dem Modell stark idealisierte Vorstellungen über die Verhältnisse im Kathodenfallgebiet zugrunde liegen, dürfte zu ernstlichen Bedenken keine Veranlassung geben. Denn man wird von vornherein das Folgende nur im Sinn einer größenordnungsmäßigen Orientierung zu bewerten haben, und es ist zudem ohne grundsätzliche Schwierigkeiten möglich, dieselben Überlegungen unter Benutzung etwa der von Rogowski angegebenen genaueren Ansätze¹⁾ durchzuführen.

Die einfachste Annahme ist die, daß jenseits der Fallraumgrenze eine zusätzliche, von den Gegenelektronen herrührende, Ionisation stattfindet. Es soll demgemäß aus dem Glimmlicht in den Fallraum unabhängig von den von der betrachteten Kathodenfläche ausgehenden Elektronen ein positiver Ionenstrom einfließen, für den angesetzt werde: $j_+ = sj$, wo j die Entladungsstromdichte ist. Die übliche Stationaritätsbedingung lautet:

$$\int_0^d \alpha dx = \ln \frac{1+\gamma}{\gamma}.$$

Die entsprechende Stationaritätsbedingung lautet dann

$$(a) \quad \int_0^d \alpha dx = \ln \frac{(1+\gamma)}{\gamma} (1-s).$$

Man kann sie erhalten entweder aus der Integration der Gleichung

$$dj_+ = -\alpha j_- dx = -\alpha(j - j_+)dx$$

mit den Grenzbedingungen $j_+ = sj$ an der Fallraumgrenze $x = d$ und $j_+ = \frac{j}{(1+\gamma)}$ an der Kathode $x = 0$ oder unmittelbar anschaulich aus folgender Überlegung: Wenn ein Elektron von der Kathode ausgeht, müssen $1/\gamma$ Ionen in die Kathode einfließen, so daß j pro Elektron gleich $\frac{(1+\gamma)}{\gamma}$ ist. Ein Elektron erzeugt

$\left(e^{\int_0^d \alpha dx} - 1\right)$ Ionen, zu denen also nun noch $s \frac{1+\gamma}{\gamma}$ Fremdionen kommen. Die Stationaritätsbedingung lautet also

$$\gamma \left(e^{\int_0^d \alpha dx} - 1 + s \frac{1+\gamma}{\gamma} \right) = 1,$$

woraus die obige Gleichung folgt.

1) W. Rogowski, Arch. f. Elektrotechn. 26. S. 643. 1932.

[Es ließe sich hier die Erweiterung anschließen, daß auch im Fallgebiet eine Fremdonisation stattfindet. Wenn man dafür qj Ionen im Mittel pro Volumen und Zeiteinheit ansetzt, kommt in der Stationaritätsbedingung einfach an Stelle von s nun $s + qd$. Die zu lösende transzendente Endgleichung für den Kathodenfall wird dann etwas komplizierter, man kann sie jedoch (und dies genügt hier und ist im Rahmen aller sonstigen Vereinfachungen eine vernünftige erste Näherung) unverändert übernehmen, wenn man $s + qd$ als unabhängig von oder nur wenig veränderlich mit d annimmt und dafür als neuen Parameter s^* setzt.]

Nach demselben Schema kann man untersuchen, wie sich eine zusätzliche Auslösung von Elektronen aus der Kathode (durch Photoeffekt oder Metastabile) auswirkt. Diese Fremdauslösung setzt man wieder an als $z \cdot j$ (= Stromdichte des zusätzlichen Elektronenstroms an der Kathode). Man erhält dann analog wie oben die Stationaritätsbedingung aus der Differentialgleichung für j_+ mit den Grenzbedingungen $j_+ = 0$ an der Fallraumgrenze $x = d$ und $z \cdot j + (1 + \gamma)j_+ = j$ an der Kathode $x = 0$. Anschaulicher hat man anzusetzen, daß ein

von der Kathode ausgehendes Elektron $\left(e^{\int_0^d \alpha dx} - 1 \right)$ Ionen erzeugt,

daß dieses aus der Kathode $\gamma \left(e^{\int_0^d \alpha dx} - 1 \right)$ Elektronen freimacht und daß also diese Elektronenzahl + der Zahl der fremdbefreiten gleich 1 sein muß. Man erhält so

$$(b) \quad \int_0^d \alpha dx = \ln \frac{1 + \gamma}{z + \gamma}.$$

Die weitere Rechnung erfolgt dann in genau derselben Weise wie in der von v. Engel und Steenbeck durchgeführten Theorie. Setzt man allgemein

$$j = j_{+0} \cdot \delta,$$

$$\int_0^d \alpha dx = \ln \varepsilon,$$

so ergeben sich als Endformeln für den Kathodenfall V in Abhängigkeit von der Entladungsstromdichte j

$$1 = \frac{(C_1 V)^{1/2}}{(C_2 j)^{3/2}} S(C_1 V C_2 j)^{1/2}, \quad S(x) = e^{-\frac{1}{y_{dv}}},$$

$$C_1 = \frac{2A}{B \ln \varepsilon}, \quad C_2 = \frac{4\pi \ln \varepsilon}{A B^2 (b + p) \cdot \delta} \frac{1}{p^2}.$$

Dabei sind A und B die Konstanten der Townsendschen Ionisierungsfunktion

$$\frac{\alpha}{p} = A e^{-\frac{B}{E}}.$$

Wir haben in diesen Formeln zu setzen

Ohne Zusatzeffekte $\delta = 1 + \gamma, \quad \varepsilon = \frac{1 + \gamma}{\gamma}.$

Für Fremdionen aus dem Glimmlicht $\delta = 1 + \gamma, \quad \varepsilon = \frac{1 + \gamma}{\gamma} (1 - s).$

Für Fremdelektronen an der Kathode $\delta = \frac{1 + \gamma}{1 - z}, \quad \varepsilon = \frac{1 + \gamma}{\gamma} \left(\frac{\gamma}{z + \gamma} \right).$

In demselben Gas und an demselben Kathodenmetall ändern sich also lediglich die Zahlenwerte der Konstanten C_1 und C_2 nach Maßgabe dieser Formeln, und man wird nun so vorzugehen haben, daß man nachprüft, ob sich die beobachtete Abhängigkeit $V(j)$ durch plausible Werte von s und z erklären läßt.

Um einen Überblick über die quantitative Sachlage zu ermöglichen, wurden für Argon die diesbezüglichen Rechnungen durchgeführt. Es ergeben sich die in den Abb. 17 und 18 zusammengestellten verallgemeinerten Kathodenfallcharakteristiken. Aufgetragen ist für die Drucke 1 und 5 Torr der Kathodenfall in Abhängigkeit von der Stromdichte. Man kann aus diesen Kurven unmittelbar ablesen, welche Wirkung auf den Kathodenfall die durch die Parameter z oder s beschriebenen Zusatzeffekte haben, wobei sich, wie zu erwarten, als wirksamster der z -Effekt erweist. Natürlich kann man formal auch jede gewünschte Abhängigkeit des Kathodenfalls von der Stromdichte erzielen dadurch, daß man die Parameter in geeigneter Weise stromdichteabhängig macht; eine Zunahme mit der Stromdichte bedeutet dabei eine mehr wie stromproportionale Zunahme der Zusatzionisationen. Die ganzen Überlegungen gelten an sich auch für eine Einfachkathode, und das Typische für eine HW. wird man in erster Linie darin zu sehen haben, daß die Parameter für Hohlkathoden größer sind, als für Einfachkathoden und daß sie von der Hohlraumform abhängen, z. B. von der Länge der Kathodenzylinder. Die in Abb. 10 angegebenen Kurven weisen darauf hin, daß nicht so sehr eine Stromstärkeabhängigkeit, als vorwiegend eine Vergrößerung der Parameterwerte bei den höheren Drucken die HW. erklären kann, wobei man insbesondere für den z -Effekt nach Abb. 18 mit durchaus plausiblen Werten auskommen dürfte. (Erwähnt sei noch, daß eine Erweiterung der eben skizzierten Ansätze auf Zylinderkathoden ohne weiteres möglich ist, wenn man an dem linearen

Feldverlauf im Fallraum auch hier festhalten darf.) Bei tiefen Drucken oder richtiger gesagt, bei genügend kleinen Werten von Druck \times Abstand der Kathodenflächen wird nach Güntherschulze die Fallraumdicke in Hohlkathoden so klein, daß sie nur noch wenige Elektronenweglängen enthält. Die eben skizzierten Überlegungen können dann auch nicht mehr annähernd zu einer richtigen Beschreibung geeignet sein und für diesen — dem bisher betrachteten gerade entgegengesetzten — Extremfall wird man also von grundsätzlich anderen Ansätzen auszugehen haben. Vor allem der Be-

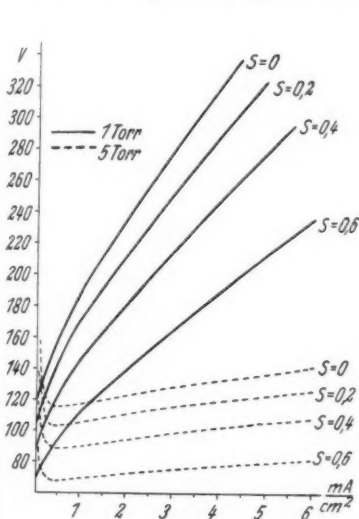


Abb. 17

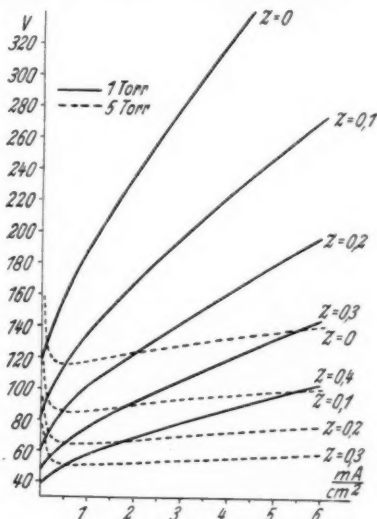


Abb. 18

fund, daß hier die Fallraumdicke = Dunkelraumdicke praktisch unabhängig vom Druck ist, zeigt schon, daß der Mechanismus der Vorgänge im Fallraum ein wesentlich anderer ist, als die mit der Entwicklung einer Elektronenlawine verbundene Erzeugung der notwendigen Ionenmengen. Es liegt sehr nahe, den Fallraum hier als einen Langmuirschen Dunkelraum anzusehen und für die Vorgänge im Fallraumgebiet sich ähnliche Vorstellungen zu bilden, wie in der Theorie der negativen Sonden. Zu einer Nachprüfung der hieraus sich ergebenden Beziehung

$$d^2 = \frac{1}{9\pi} \sqrt{\frac{2s}{\mu}} \cdot \frac{V^{3/2}}{j_+}$$

zwischen der Fallraumdicke d , der Stromdichte j_+ ($= \frac{j}{1+\gamma}$) und

dem Spannungsfall V stehen leider bisher nur die wenigen Angaben von Güntherschulze zur Verfügung, die sich auf Wasserstoff beziehen und nur zu einer Abschätzung geeignet sind. Es scheint sich aus ihnen eine recht gute Bestätigung des in der obigen Gleichung ausgedrückten funktionellen Zusammenhangs und auch eine größenordnungsmäßige Bestätigung zu ergeben, aber quantitativ sind — soweit Aussagen überhaupt möglich sind — die aus der Raumladungsformel folgenden d -Werte 3...5 mal größer als die gemessenen. Bedenkt man, daß man sich hier bereits im Gebiet der früher genannten Beschießungs- und Elektronenpendeltheorie befindet, so dürften diese Diskrepanzen nicht zu schwer wiegen und sich durch die Annahme einer Ionisation auch noch im Fallraum erklären lassen. Im einzelnen hierauf einzugehen, hat kaum Sinn, ehe nicht genauere systematische Messungen zusammengehörender Werte von d , V und j vorliegen. Zu diskutieren bleibt jedoch noch im Rahmen der eben vorgeschlagenen Auffassung die Bestimmtheit der Lösung.

In der üblichen Kathodenfalltheorie geben Raumladungsansätze eine Verknüpfung zwischen V , d und j ; eine zweite Beziehung zwischen diesen drei Größen liefert die Stationaritätsbedingung. Im Fall eines Langmuirschen Fallraums liefern Raumladungsbetrachtungen ganz analog eine Verknüpfung zwischen V , d und j ; eine zweite Verknüpfung muß natürlich ebenfalls durch eine Stationaritätsbedingung gegeben werden. Diese kann aber nun d nicht mehr enthalten (oder jedenfalls nur noch implizite und als unwesentlichen Parameter), da der Fallraum an sich nicht mehr an der Ionenbildung beteiligt sein soll, sondern der Ioneneinstrom in ihn und damit in die Kathode nur abhängt von der Ionenkonzentration in dem Glimmlichtplasma, in das die Kathode wie eine negative Sonde eingetaucht ist. Daß in diese Stationaritätsbedingung V eingeht, ist unmittelbar einzusehen, weil von V sowohl die Auftreffenergie der Ionen auf die Kathode und damit die Ausbeute der Elektronenablösung, wie auch die Eintrittsenergie der Elektronen in das Glimmlicht und damit die Ionenerzeugung in diesem abhängt. Nicht so unmittelbar ist zu erkennen, warum auch j in die Stationaritätsbedingung eingeht. Man muß offenbar noch ionenvernichtende (und zwar von der Ionenkonzentration im Glimmlicht abhängende) Vorgänge hinzunehmen, so daß die Ionenkonzentration im Glimmlicht im stationären Zustand abhängig wird von der Quantität der Ionenerzeugung. Solche Vorgänge sind eine Rekombination (die im schwachfeldigen Glimmlicht vermutlich eine erhebliche Rolle spielt) und eine Abführung von Trägern aus dem Glimmlicht durch Diffusion

an die Anode. Man könnte sich das an einem einfachen Beispiel leicht klarmachen und die Stationaritätsbedingung rechnerisch formulieren. Aber es hat vorerst noch wenig Sinn, hierauf ausführlicher einzugehen. Die grundsätzliche Einsicht in die Lage der Dinge wird davon nicht berührt.

6. Zusammenfassung

An beiderseits offenen und an auf einer Seite geschlossenen Zylinderkathoden wird unter sauberen und reproduzierbaren Bedingungen die Brennspannung in Abhängigkeit von Druck, Stromstärke und geometrischen Dimensionen in Neon gemessen; die Anode ist als konzentrischer Zylinder innen oder außen oder in Gestalt von Ringen um die Zylindermündung angeordnet. Durch geeignete Kombination der Meßergebnisse läßt sich schließen, daß nicht nur bei tieferen Drucken eine Hohlkathodenwirkung vorhanden ist, sondern auch noch in einem Druckgebiet, wo eine Deutung durch die Elektronenschuß-Pendeltheorie nicht mehr möglich ist. Zur Erklärung wird eine Erweiterung der üblichen Kathodenfalltheorie herangezogen, nach welcher eine Elektronenbefreiung nicht nur durch die im Fallraum erzeugten Ionen stattfindet, sondern auch durch Ionen, die aus dem Glimmlicht in den Fallraum eindiffundieren, und durch Metastabile und Photonen, die an die Kathodenoberfläche gelangen. Die Theorie wird an dem einfachen v. Engel-Steenbeckschen Kathodenfallmodell entwickelt; für tiefe Drucke werden anschließend an die Langmuirsche Sondentheorie einige Überlegungen skizziert. Insbesondere der Befund, daß die Hohlkathodenwirkung in Zylindern auch von der Zylinderlänge abhängt, und zwar mit dieser zunimmt, spricht für die Richtigkeit der entwickelten Vorstellungen. Ergänzend wird die Stromverteilung auf die einzelnen Teile der Kathodenoberfläche und die spektrale Intensitätsverteilung quer durch das Fallraumgebiet untersucht und diskutiert.

Der Helmholtzgesellschaft danken wir für die Mittel zur Beschaffung von Meßinstrumenten (Seeliger, Wolter). Der Deutschen Forschungsgemeinschaft danke ich für die Gewährung eines Stipendiums, das mir den Aufenthalt in Greifswald ermöglichte (Wolter).

Greifswald, Seminar für Theoretische Physik.

Berlin, Studiengesellschaft für elektrische Beleuchtung.

(Eingegangen 28. Juni 1939)

Über die Gültigkeit des Curieschen Gesetzes für Sauerstoff bei hoher Dichte¹⁾

Von Max Kanzler

(Mit 1 Abbildung)

Messungen von H. Lues²⁾ über die Temperaturabhängigkeit der Suszeptibilität von Sauerstoff ergaben eine Abweichung vom Curiegesetz von etwa 4% in dem Temperaturintervall von 300—600°; der gemessene χ -Wert war für hohe Temperaturen größer als nach dem Curiegesetz zu erwarten. Vorliegende Arbeit diente dazu, diese Ergebnisse mit einer anderen Methode zu prüfen. Hierzu wurde, im Gegensatz zu der erwähnten Arbeit, die bei Benützung der Lehrerschen Methode Differenzen der Suszeptibilität bei verschiedenen Temperaturen lieferte, eine abgeänderte Curiesche Drehwaage gewählt, welche χ in Abhängigkeit von der Temperatur mißt. Sie hat den Vorzug, daß die Dichte des Gases in dem abgeschlossenen Meßgefäß für das Gebiet von 300—600° C in weiten Grenzen geändert werden kann. Es ergab sich im Gegensatz zu Lues strenge Gültigkeit des Gesetzes $\chi T = C$ zwischen Dichten von 0,0013 bis zu 0,12. Für Dichten oberhalb 0,2 treten mit wachsender Dichte systematische Abweichungen auf.

1. Apparatur und Methode

Die Anordnung (Abb. 1) bestand aus einem Träger *ABC* aus dünnen, 1,5 mm starken, Quarzröhrchen. An *A* war starr mit einem 80 cm langen dünnen Quarzröhrchen das Meßgefäß *P* aus Quarz befestigt, so daß es im inhomogenen Felde des Magneten *M* hing. An *B* war als Gegengewicht ein Glasgefäß von gleichem Volumen wie *P* angebracht. Der Träger war an einem 6 μ starken Quarzfaden mittels Polystyrol an einem Gestell aus Quarzglas in einem Schiffe *F* drehbar aufgehängt. Das Meßgefäß *P* hing in einem bifilar gewickelten elektrischen Ofen. Der Ofen war mit einer Wasserkühlung umgeben. Um den oberen Teil der Apparatur vor der Ausstrahlung des Ofens zu schützen, waren in Abständen von etwa 20 cm drei Blenden mit verstellbarer Öffnung und spiegelnder

1) D 19.

2) H. Lues, Ztschr. f. Phys. 98, S. 537. 1935.

Unterseite angebracht. Die Temperatur des Ofens in der Umgebung des Meßgefäßes P wurde mit einem Platinrhodium-Konstantan-Thermoelement gemessen. Die ganze Anordnung befand sich in einem abgeschlossenen Gefäß, das auf niederen Druck gebracht wurde. Die Drehwaage konnte über Schiffe von außen her eingestellt und arretiert werden. In der Mitte des Trägers war ein Ablesespiegel und eine kleine Spule S (Stromzuleitung 4μ -Wollastonsfäden, in Schleifen aufgehängt) befestigt, die im Felde eines permanenten Magneten hing. Mit dieser Anordnung wird die Ablenkung der Drehwaage durch die magnetische Kraft auf das Meßgefäß P kompensiert; der Kompensationsstrom J , der mit einem Kompensationsapparat gemessen wurde, ist also ein Maß für die zu messende magnetische Kraft.

Die vom Strome J durchflossene Spule S erfährt im Felde des permanenten Magneten ein Drehmoment $\alpha \cdot J$; auf das Meßgefäß P wirkt das Drehmoment $\beta m \chi$. Gleichgewicht herrscht, wenn

$$(1) \quad \beta m \chi = \alpha J.$$

Bedeutend χ_1, χ_2 die Suszeptibilitäten für Sauerstoff bzw. Quarz und m_1, m_2 deren Massen, so ergibt sich

$$(2) \quad \begin{cases} \beta(\chi_1 m_1 + \chi_2 m_2) \\ = \alpha(J_{O_2} + J_Q) = \alpha \cdot J_g. \end{cases}$$

Unter Annahme des Curieschen Gesetzes $\chi = \frac{C}{T}$ erhält man

$$(3) \quad \chi_1 = \frac{\alpha}{\beta m_1} J_g - \frac{m_1}{m_2} \chi_2 = C_1 J_g - C_2 = \frac{C}{T},$$

da α, β, m_1, m_2 konstant bleiben. Oder

$$(4) \quad J_g - C_3 = \frac{C_4}{T},$$

$$(5) \quad C_3 = \frac{C_2}{C_1} = \frac{\chi_2 m_2 \beta}{\alpha} = J_Q.$$

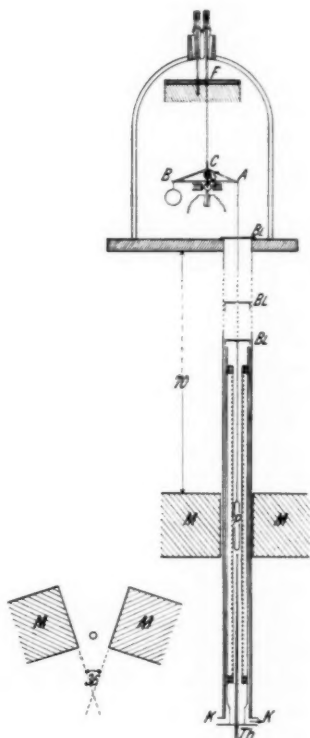


Abb. 1

C^3 ist der Kompensationsstrom für das leere Quarzgefäß. Also

$$(6) \quad J_g - J_Q = J_{O_1} = \frac{C_4}{T},$$

und bei Gültigkeit des χT -Gesetzes

$$(7) \quad J_{O_1} \cdot T = \text{const.}$$

2. Fehlerquellen und Kontrollmessungen

Bei den Messungen bei höherer Temperatur ohne Feld trat eine stark temperatur- und druckabhängige Drehung der Drehwaage auf, die im Gebiet von 0,3—0,6 mm Hg ein Maximum hatte, also offensichtlich ein Radiometereffekt. Verschiedene Änderungen der Apparatur (wie Anbringung von Blenden, Änderungen der Kühlung usw.) konnten den Effekt nicht beseitigen. Durch Konstanthalten des Heizstromes und Herabsetzung der Meßdauer konnte jedoch erreicht werden, daß diese Drehung während der einzelnen Messung konstant blieb und durch einen Kompensationsstrom J in S rückgängig zu machen war. Obwohl sich nun das Endergebnis aus zwei ganz verschiedenen Summanden — Messung ohne (Strom J_1) und mit Feld (Strom J_2) — zusammensetzte, wurde bei Messung mit ein und demselben System bei verschiedenen Drucken und Temperaturen des umgebenden Gases (Stickstoff) das gleiche Endresultat erhalten. Tab. 1 zeigt ein Beispiel einer solchen Messung vom Quarzgefäß allein bei zwei verschiedenen Drucken und Temperaturen des umgebenden Gases:

Tabelle 1

p in mm	T in °C	$J_1 \cdot 10^6$	$J_2 \cdot 10^6$	$(J_2 - J_1) \cdot 10^6$	Diff. in %
0,5 {	25	- 0,101	32,575	32,676	{ 0,03
	360	- 15,938	16,729	32,667	
5 {	25	0,176	32,855	32,679	{ 0,03
	360	0,556	33,243	32,687	

Tab. 2 zeigt die durch ein eingesetztes Kupferrohr und geeignete Dimensionierung der Wicklung erzielte Temperaturgleichmäßigkeit im Ofen für zwei Heizungen; die Temperaturen sind in Millivolt angegeben (14,9 Millivolt = 320° C und 8,8 Millivolt = 200° C). Die Ofentemperaturen wurden vor und nach jeder Messung mit dem Kompensationsapparat gemessen. Die Änderung betrug selten mehr als einige Hundertstel Grad. Das fest eingebaute Thermoelement wurde durch ein zweites Normalthermoelement des öfteren kontrolliert, ohne das erstere aus der Apparatur herauszunehmen.

Tabelle 2

cm	18	16	14	12	8	4	0	- 4	- 8	- 12	- 14	- 16	- 18
<i>T</i>	14,08	,75	,90	,92	,92	,92	,92	,92	,93	,95	,92	,84	,15
<i>T</i>	8,04	,67	,75	,76	,76	,76	,76	,77	,76	,77	,76	,64	7,92

Um festzustellen, ob die außerhalb des Meßgefäßes *P* gemessene Temperatur mit der im Inneren desselben vorhandenen übereinstimmt, wurde in Kontrollversuchen die eine Lötstelle eines Thermoelementes in das Quarzgefäß eingekittet und die andere außerhalb desselben in die Nähe des eingebauten Platinrhodium-Konstantan-Thermoelementes gebracht; es konnte keine Differenz beobachtet werden. — Der Einfluß des Magnetfeldes von *M* auf die Spule *S* war kleiner als $\frac{1}{2} \text{ ‰}$.

Die thermische Ausdehnung des Quarzgefäßes konnte vernachlässigt werden.

Bei den ersten Messungen nahm der χ -Wert mit steigender Temperatur um etwa $\frac{1}{2} \text{ ‰}$ stärker ab als dem Curiegesetz entspricht. Diese Messungen waren bei Drucken von 20—100 mm Hg des umgebenden Gases (N_2) ausgeführt worden, da in diesem Gebiet der oben erwähnte störende Radiometereffekt am kleinsten war. Jedoch zeigte auch Quarz allein eine scheinbare Suszeptibilitätsänderung mit steigender Temperatur. Sie kann nicht durch die Änderung der Dichte des umgebenden Gases mit der Temperatur erklärt werden, da diese höchstens eine Änderung von $\frac{1}{2} \text{ ‰}_{00}$ liefert. Es wurden deshalb Messungen bei niedrigeren Außendrucken von 20 mm Hg abwärts bis 0,001 mm Hg gemacht. Dabei zeigte sich, daß diese Abweichung mit abnehmenden Außendruck kleiner wurde und unterhalb von etwa 5 mm Hg zu vernachlässigen war. Dies war der Fall sowohl bei leerem Gefäß (Quarz allein) wie bei mit Sauerstoff gefülltem Gefäß. Dieser Effekt ist also sehr wahrscheinlich auf thermische Strömungen um das Meßgefäß herum zurückzuführen. Alle folgenden Messungen wurden deshalb bei Drucken zwischen 0,1—0,4 mm Hg ausgeführt, und die hierdurch erforderliche, aber genügend genau und konstant zu erreichende Kompensation des Radiometereffekts in Kauf genommen.

Aus der Tatsache, daß der Quarz unterhalb von 1 mm Hg des umgebenden Gases eine temperaturunabhängige Suszeptibilität zeigte, schließen wir, daß Apparat und Methode für die weiteren Messungen an Sauerstoff geeignet waren. Eine weitere Prüfung von Methode und Apparat lieferten Messungen über die Druckabhängigkeit der Suszeptibilität von Sauerstoff bei konstanter Temperatur

(Zimmertemperatur). Nach Messungen von Lehrer¹⁾ ist die Suszeptibilität von Sauerstoff proportional dem Drucke. Wie Tab. 3 zeigt, ist die Neigung der Kurve, die durch den Quotienten

$$\frac{J - J_Q}{p} = m$$

gegeben ist, konstant. $J_Q (= 26,19 \cdot 10^{-6})$ bezeichnet den Kompensationsstrom für den Quarz allein.

Tabelle 3

p	$J \cdot 10^6$	$(J - J_Q) \cdot 10^6$	m	Abweichung vom Mittel in %
700	73,09	46,90	0,06700	- 0,1
501	59,69	33,50	0,06687	- 0,3
398	52,77	26,58	0,06679	- 0,4
305	46,56	20,37	0,06680	- 0,8
200	39,49	13,30	0,06652	- 0,8
100	32,91	6,72	0,06724	+ 0,3
50	29,61	3,42	0,06848	+ 2,2
27	27,99	1,80	0,06681	- 0,4

Mittel: 0,06706

3. Meßergebnisse

a) Messungen bei normaler Dichte ($d_{20} = 0,00127$)

Die mit drei verschiedenen Quarzsystemen in etwa 400 Meßpunkten erhaltenen Resultate ergeben ein konstantes Produkt $J_{O_2} \cdot T (\approx \chi T)$ mit einem mittleren Fehler kleiner als 1% , d. h. das Curiegesetz ist zwischen 300 und 600° abs. bei normaler Dichte innerhalb 1% erfüllt (Tabellen 4 und 5).

Zu diesen Versuchen wurde Sauerstoff von verschiedener Reinheit benutzt. Für die in den Tabellen angeführten Messungen ist ein von Linde (Höllriegelskreuth) gelieferter Sauerstoff ($99,7\%$ Sauerstoff, Rest Neon und Argon) benützt worden. Da die Meßreihen sich über mehrere Tage erstreckten (alle 2 Std. ein Meßpunkt), mußte festgestellt werden, ob die Empfindlichkeit über längere Zeit konstant blieb. Zu diesem Zwecke wurde mit demselben System bei gleichbleibendem Außendruck ($0,3$ mm Hg) eine Meßreihe mit 44 Meßpunkten zwischen $644,2$ und $295,6^\circ$ abs., die sich über 7 Tage erstreckte, gemacht. Der mittlere Fehler von $1,5\%$ war nur wenig größer als bei kürzeren Meßreihen, was durch geringe Änderung der Empfindlichkeit innerhalb 7 Tage infolge Werfens eines Holz-

1) E. Lehrer, Ann. d. Phys. 81. S. 229. 1926.

teiles der Apparatur erklärt werden kann. Die in den Tabellen in der ersten Spalte angegebenen Zahlen (n) geben die zeitliche Reihenfolge der Meßpunkte, die in den Tabellen nach fallenden

Tabelle 4
Quarzsystem II ($d_{20^\circ} = 0,00127$)

n	$J_1 \cdot 10^6$	$J_2 \cdot 10^6$	$J_g \cdot 10^6$	$J_{O_2} \cdot 10^6$	$T \text{ abs.}$	$J_{O_2} \cdot T 10^6$	δ
13	9,959	- 8,403	-18,362	14,568	605,6	8822	+ 2
14	9,753	- 8,548	-18,301	14,629	602,2	8809	-11
10	8,636	- 8,994	-17,630	15,300	575,7	8808	-12
11	8,440	- 9,032	-17,472	15,458	571,5	8830	+10
15	8,118	- 9,265	-17,383	15,547	568,2	8833	+13
16	6,821	- 9,810	-16,631	16,299	541,2	8821	+ 1
6	6,733	- 9,528	-16,261	16,669	529,5	8826	+ 6
17	5,367	-10,165	-15,532	17,398	507,6	8831	+11
5	4,984	- 9,811	-14,795	18,135	485,9	8813	- 7
18	3,794	-10,039	-13,833	19,097	461,7	8816	- 4
4	3,496	- 8,773	-12,269	20,661	426,2	8805	-15
3	2,115	- 7,071	- 9,186	23,744	371,3	8816	- 4
8	1,474	- 6,255	- 7,729	25,201	350,3	8827	+ 7
2	1,256	- 5,835	- 7,091	25,839	341,5	8822	+ 2
9	0,927	- 4,078	- 5,005	27,925	315,8	8820	0
1	0,502	- 3,734	- 4,236	28,694	307,7	8828	+ 8
7	0,493	- 3,502	- 3,995	28,935	304,9	8821	+ 1
12	0,423	- 2,239	- 2,662	30,268	291,5	8822	+ 2

Mittel: 8820

$$J_g = J_2 - J_1; \quad J = J_g - J_Q; \quad J_Q = -32,93 \cdot 10^{-6} \text{ Amp.};$$

mittlerer Fehler der einzelnen Messung $m = \pm 0,9\%$.

Tabelle 5
Quarzsystem III ($d_{20^\circ} = 0,00127$)

n	$T \text{ abs.}$	$J_{O_2} \cdot T 10^6$	δ
2	624,4	9455	+ 7
4	611,5	9455	+ 7
3	609,9	9454	+ 6
12	590,0	9460	+12
11	588,5	9445	- 3
10	582,0	9443	- 5
13	563,2	9434	-14
1	557,2	9442	- 6
14	489,7	9440	- 8
9	459,1	9441	- 7
15	415,6	9452	+ 4
5	385,0	9446	- 2
6	377,0	9448	0
7	355,1	9445	- 3
16	333,8	9459	+11
17	322,8	9456	+ 8
8	314,3	9448	0
18	299,6	9448	0

Mittel: 9448

$m = \pm 0,75\%$

Temperaturen geordnet sind. In Tab. 4 ist eine Meßreihe vollständig wiedergegeben. J_1 bezeichnet den Strom für die Kompensation der ohne Magnetfeld hervorgerufenen Nullpunktsverlagerung. J_2 ist der Strom zur Kompensation der magnetischen Kraft auf das mit Sauerstoff gefüllte Gefäß, J_Q der Kompensationsstrom für das leere Quarzgefäß.

b) Messungen bei größerer Dichte

Es wurde die Temperaturabhängigkeit der Suszeptibilität von Sauerstoff bei Dichten von 0,015 bis $> 0,4$ gemessen. Die Quarzgefäße wurden vor jeder Meßreihe auf die Temperaturunabhängigkeit ihrer Suszeptibilität geprüft. Dann wurde durch Kondensation in flüssigem Stickstoff die entsprechende Menge Sauerstoff in das Quarzgefäß gebracht und dasselbe abgeschmolzen.

Die Systeme IV—VII, mit $d_{20} = 0,015 - 0,12$, ergaben wieder ein konstantes Produkt ($J_{O_2} \cdot T$) mit einem mittleren Fehler kleiner als 1% (Tabellen 6—9).

System VIII mit $d_{20} = 0,2$ zeigt aber einen deutlich erkennbaren Gang von $J_{O_2} \cdot T$ mit T , der auch nach wiederholter Reinigung und nochmaliger Messung vorhanden blieb. Der zugehörige Θ -Wert beträgt $-5,6^\circ$, wenn das Curiegesetz in der Form $\chi = \frac{C}{T - \Theta}$ geschrieben wird (Tab. 10).

Tabelle 6

Quarzsystem IV ($d_{20} = 0,015$)

n	$T_{\text{abs.}}$	$J_{O_2} \cdot T \cdot 10^5$	δ
16	626,2	9779	+ 8
4	616,5	9766	- 5
5	597,4	9769	- 2
15	577,8	9775	+ 4
14	577,7	9773	+ 2
6	558,0	9767	- 4
7	494,1	9761	-10
3	464,5	9773	+ 2
13	425,5	9769	- 2
12	425,3	9772	+ 1
11	334,3	9773	+ 2
10	323,4	9773	+ 2
9	318,1	9771	0
2	307,4	9772	+ 1
1	298,3	9771	0
8	293,7	9766	- 5

Mittel: 9771 $m = \pm 0,45\%$

Tabelle 7

Quarzsystem V ($d_{20} = 0,021$)

n	$T_{\text{abs.}}$	$J_{O_2} \cdot T \cdot 10^5$	δ
1	620,0	11 939	- 9
17	607,0	11 921	-27
18	607,3	11 939	- 9
11	600,8	11 944	- 4
10	597,3	11 944	- 4
2	540,4	11 950	+ 2
3	540,1	11 959	+11
19	476,9	11 951	+ 3
9	436,3	11 968	+20
8	432,6	11 951	+ 3
20	399,6	11 953	+ 5
4	369,3	11 955	+ 7
16	363,9	11 951	+ 3
7	352,7	11 970	+22
15	340,1	11 954	+ 6
12	323,0	11 941	- 7
13	322,7	11 932	-16
14	302,0	11 942	- 6
6	293,9	11 946	- 2
5	293,2	11 943	- 5

Mittel: 11 948 $m = \pm 0,95\%$

Tabelle 8

Quarzsystem VI ($d_{20} = 0,076$)

n	T abs.	$J_{O_2} T \cdot 10^5$	δ
1	624,1	5253	- 6
2	621,9	5256	- 3
6	607,4	5257	- 2
3	596,4	5257	- 2
5	515,2	5258	- 1
13	487,0	5262	+ 3
4	467,3	5269	+10
12	427,8	5262	+ 3
11	401,3	5256	- 3
10	365,9	5261	+ 2
7	323,9	5265	+ 6
9	310,0	5257	- 2
8	295,5	5254	- 5

Mittel: 5259 $m = \pm 0,87^{0/100}$

Tabelle 9

Quarzsystem VII ($d_{20} = 0,123$)

n	T abs.	$J_{O_2} T \cdot 10^6$	δ
10	609,2	28 247	0
3	596,1	28 240	- 7
14	583,8	28 255	+ 8
9	528,4	28 292	+45
8	528,3	28 254	+ 7
2	485,2	28 249	+ 2
7	436,4	28 257	+10
1	394,6	28 249	+ 2
13	331,3	28 251	+ 4
5	321,9	28 232	-15
6	321,8	28 251	+ 4
11	306,1	28 230	-17
4	295,4	28 240	- 7
12	294,4	28 206	-41

Mittel: 28 247 $m = \pm 0,65^{0/100}$

Tabelle 10

Quarzsystem VIII ($d_{20} = 0,2$)

n	T abs.	$J_{O_2} T \cdot 10^6$	δ	$J_{O_2} (T - \Theta) 10^6$	δ
10	602,7	11 444	+43	11 551	- 8
1	585,4	11 456	+55	11 567	+ 8
9	564,8	11 434	+33	11 549	-10
8	545,0	11 462	+61	11 581	+22
15	515,0	11 433	+32	11 557	- 2
3	488,3	11 411	+10	11 542	-17
2	488,0	11 426	+25	11 559	0
14	434,9	11 420	+19	11 567	+ 8
6	383,9	11 393	- 8	11 561	+ 2
5	381,8	11 404	+ 3	11 571	+12
16	356,9	11 366	-35	11 546	-13
17	357,0	11 374	-27	11 552	- 7
13	336,4	11 369	-32	11 560	+ 1
7	325,3	11 364	-37	11 559	0
11	314,3	11 369	-32	11 572	+13
12	314,1	11 356	-45	11 559	0
4	305,4	11 342	-59	11 552	- 7

Mittel: 11 559 $m = \pm 0,88^{0/100}$ $\Theta = - 5,6^{\circ}$

System IX mit $d_{20} > 0,4$ zeigt einen bedeutend höheren Θ -Wert $- 25,8^{\circ}$ (Tab. 11). Da dieses System beim Öffnen explodierte, konnte die Dichte nur angenähert bestimmt werden.

Die bei den höheren Dichten gefundenen Resultate entsprechen der von Kammerlingh Onnes¹⁾ gefundenen Zunahme von Θ mit zunehmender Dichte.

1) H. Kammerlingh Onnes, Comm. Leiden S. 139. 1914.

Tabelle 11
Quarzsystem IX ($d_{20} > 0,4$)

n	T abs.	$J_{O_2} T \cdot 10^5$	δ	$J_{O_2} (T - \Theta) 10^6$	δ
20	593,1	10 390	+258	10 841	+ 9
13	577,4	10 364	+216	10 827	- 5
19	564,9	10 354	+206	10 827	- 5
12	529,6	10 326	+178	10 829	- 3
7	520,5	10 322	+174	10 835	+ 3
18	489,5	10 285	+137	10 828	- 4
6	420,1	10 209	+ 61	10 836	+ 4
11	401,4	10 176	+ 28	10 831	- 1
17	389,8	10 152	+ 4	10 824	- 8
16	389,5	10 149	+ 1	10 823	- 9
8	373,9	10 143	- 5	10 844	+12
3	358,9	10 102	- 42	10 829	- 3
10	343,5	10 084	- 64	10 843	+11
5	337,0	10 064	- 84	10 834	+ 2
15	323,2	10 028	-120	10 830	- 2
2	314,0	10 007	-141	10 829	- 3
9	302,0	9 984	-164	10 837	+ 5
1	294,5	9 948	-200	10 823	- 9
4	288,2	9 941	-207	10 832	0
14	287,8	9 939	-209	10 830	+ 2

Mittel: 10 832 $m = \pm 0,57^{0/00}$

$\Theta = -25,80^0$

Zusammenfassung

1. Es wird ein Verfahren zur direkten Präzisionsmessung der Suszeptibilität von Sauerstoff in Abhängigkeit von Temperatur und Druck beschrieben.

2. Für Temperaturen zwischen ~ 625 und 290^0 abs. gilt für Dichten δ_{20} bis über 0,12 das Curiegesetz $\chi T = C$.

3. Für die gleichen Temperaturen gilt für Dichten δ_{20} über 0,2 das Gesetz $\chi(T - \Theta) = C$, wobei Θ um so größere negative Werte annimmt, je höher die Dichte ist.

Herrn Prof. Dr. Walther Gerlach danke ich für die Anregung und Förderung dieser Arbeit. Herrn Prof. Wilh. Schütz und Herrn Dr. E. Kappler danke ich für ihre wertvollen Ratschläge. Ein Teil der Meßgeräte stammte aus einer Stiftung der Helmholtzgesellschaft, der auch an dieser Stelle dafür bestens gedankt sei.

München, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 20. Juni 1939)

Eine Neubestimmung der spezifischen Ladung des Elektrons nach der Methode von H. Busch¹⁾

Von Egon Goedicke

(Mit 7 Abbildungen)

A. Einleitung

Vor längerer Zeit wurde von H. Busch²⁾ eine Methode zur Bestimmung der spezifischen Ladung des Elektrons angegeben, bei der diese universelle Konstante durch Messung der von den Elektronen durchlaufenen Entladespannung und durch elektronenoptische Abbildung mit Hilfe eines longitudinalen Magnetfeldes, einer „magnetischen Elektronenlinse“ ermittelt wird. Die nach dieser Methode von F. Wolf³⁾ im Jahre 1927 ausgeführte Präzisionsmessung ergab für die spezifische Elektronenladung

$$\frac{e}{m_0} = (1,7679 \pm 0,0018) 10^7$$

absolute elektromagnetische Einheiten.

Die Ergebnisse der seit jener Zeit vorgenommenen neueren Bestimmungen von e/m_0 liegen nun aber alle 4–6‰ niedriger, also um einen Betrag, der mehrere Male größer ist als die bei allen diesen Messungen erreichte Fehlergrenze. Es war daher wünschenswert, die Messungen nach der Methode von H. Busch zu wiederholen, zumal diese an sich schon sehr genaue Methode auch noch einer weiteren Verbesserung fähig erschien.

B. Die Theorie der benutzten Methode

Ein glühelektrisch erzeugter Elektronenstrahl erreicht nach Durchlaufen einer bestimmten Potentialdifferenz E eine Geschwindigkeit v , die sich nach der Energiegleichung

$$(1) \quad e \cdot E \cdot 10^8 = m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right)$$

berechnen läßt.

1) D 38. Über das Ergebnis dieser Arbeit wurde auf der Gautagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft am 22. Januar 1938 in Bonn kurz berichtet (vgl. Verh. Dtsch. Phys. Ges. 19. S. 23. 1938).

2) H. Busch, Phys. Ztschr. 23. S. 438. 1922.

3) F. Wolf, Ann. d. Phys. 83. S. 849. 1927.

Hierin bedeuten:

- e = die Ladung des Elektrons,
 m_0 = die Ruhemasse des Elektrons,
 E = das Beschleunigungspotential in absoluten Volt,
 c = die Lichtgeschwindigkeit,

$$\beta = \frac{v}{c} \text{ das Verhältniß der Elektronengeschwindigkeit zur Lichtgeschwindigkeit.}$$

Diesen Elektronenstrahl der Geschwindigkeit v macht man nun durch eine geeignete Vorrichtung divergent und läßt den divergenten Strahl durch ein Diaphragma, das zunächst einmal punktförmig angenommen werden soll, hindurchtreten. Praktisch erreicht man dies so, daß man vor das Diaphragma ein elektrisches Drehfeld bringt, durch dessen Wirkung der Strahl auf einem Kegelmantel rotiert, der die ursprüngliche Strahlrichtung zur Symmetrieachse hat. Das Diaphragma befindet sich nun in einem zu dieser Achse parallelen, also in einem longitudinalen Magnetfeld H . Unter diesen Umständen beschreiben die Elektronen bekanntlich schraubenlinienförmige Bahnen, wobei die Achsen der Schraubenlinien in der Magnetfeldrichtung liegen.

Elektronen gleicher Geschwindigkeit v und mit gleichem Öffnungswinkel α treffen nach der gleichen Zeit wieder in der Entfernung l vom Diaphragma auf der Achse, d. h. auf der Kraftlinie des Magnetfeldes zusammen, auf der sie sich am Diaphragma auch befanden. Diese Entfernung ergibt sich nach den bekannten Bewegungsgleichungen eines Elektrons im Magnetfeld¹⁾ zu:

$$(2) \quad l = \frac{2\pi \cdot v \cdot \cos \alpha}{\frac{e}{m} \cdot H}.$$

Ist also der Abstand des Diaphragmas vom Leuchtschirm l , der Öffnungswinkel α und die Elektronengeschwindigkeit v gegeben, so besteht die Aufgabe darin, diejenige magnetische Feldstärke H zu suchen, bei der das Diaphragma auf dem Leuchtschirm scharf abgebildet wird.

Bei der bisherigen Ableitung wurde vorausgesetzt, daß das Diaphragma punktförmig ist. Im praktischen Falle hat es aber in der Richtung senkrecht zum Elektronenstrahl flächenhafte Ausdehnung. Es läßt sich dann die vorhin gemachte Überlegung für jeden Punkt einzeln anstellen. Man sieht so leicht, daß auch das flächenhafte Diaphragma in der Entfernung abgebildet wird. Es entsteht ein unverdrehtes und unvergrößertes Bild des Diaphragmas auf dem Leuchtschirm.

1) Vgl. F. Wolf, a. a. O., S. 851.

Zu einem Ausdruck für die gesuchte spezifische Ladung des Elektrons gelangt man, wenn man in Gl. (2) die Größe m durch die Ruhemasse des Elektrons nach der Gleichung $m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}}$ ausdrückt und aus den Gl. (1) und (2) die Elektronengeschwindigkeit v eliminiert. Das Ergebnis der angedeuteten Rechnungen ist:

$$(3) \quad \frac{e}{m_0} = \frac{e}{m} \left(1 + \frac{1}{2} \cdot 10^8 \cdot \frac{e}{m} \cdot \frac{E}{c^2} \right)$$

mit

$$(3a) \quad \frac{e}{m} = \frac{8 \cdot 10^8 \cdot \pi^2 \cdot E \cos^2 \alpha}{l^2 \cdot H^2}$$

Bei den nachher folgenden Messungen wird zunächst nach Gl. (3a) die spezifische Elektronenladung für die Geschwindigkeit v , die der Beschleunigungsspannung E Volt entspricht, berechnet, und diese dann nach Gl. (3) auf die Geschwindigkeit $v = 0$ reduziert.

C. Beschreibung der Apparatur

Die Abb. 1 zeigt eine vereinfachte Darstellung der benutzten Apparatur. Das Meßrohr besteht aus einem 85 cm langen, gut zentrierten Messingrohr M von 5,2 cm äußerem Durchmesser und 1 mm Wandstärke, auf das oben ein Glasrohr G aufgekittet ist, in das die Kathode K eingeführt wird. Das Rohr ist auf ein stabiles Holzgestell H montiert, seine Achse liegt in der Richtung des erdmagnetischen Feldes. Die Kathode ist mit Hilfe eines Schliffes GS herausnehmbar angeordnet. Als Anode A dient eine Blende von 1 mm Durchmesser, die das Metallrohr nach oben abschließt. In ungefähr 60 cm Abstand von der Anode befinden sich 6 im Sechseck angeordnete Messingplatten von 10 cm Länge, die zur Erzeugung des elektrischen Drehfeldes dienen. Der Abstand zweier gegenüberliegender Platten beträgt 3,6 cm. Die Platten sitzen auf 2 Pertinaxringen, die genau in das Meßrohr hineinpassen. Hierdurch ist sichergestellt, daß das Drehfeld auch genau symmetrisch zur Rohrachse liegt. Zur Erzeugung des Drehfeldes wird

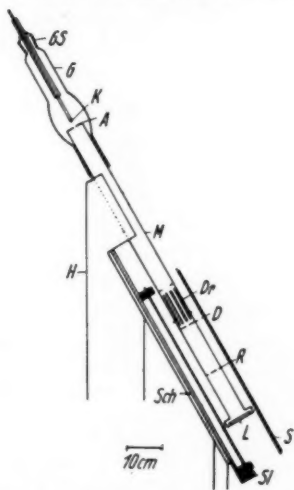


Abb. 1. Schematische Darstellung der Versuchsanordnung

das städtische Drehstromnetz benutzt. Hinter dem Drehfeld folgt dann in 1 cm Abstand das Diaphragma *D*, 15 cm von dort die Ringblende *R* und nach weiteren 15 cm der Leuchtschirm *L*. Über dem unteren Teil des Rohres *M* liegt die Spule *S*, deren Länge rund 60 cm beträgt, und zwar so, daß ihre Mitte in Höhe der Ringblende fällt. Sie ruht auf einem Schlitten *Sl*, der durch Schienen *Sch* in die richtige Lage gebracht werden kann. An dem Schlitten sind oben und unten unter einem Winkel von 45° 4 verstellbare Messingschrauben angebracht, auf deren Spitzen der Spulenkörper gelagert ist. Mit deren Hilfe kann die Spulenachse genau in die Richtung der Rohrachse gebracht werden.

Der Aufbau und die Anordnung der Elektronenquelle gehen aus den beiden folgenden Abb. 2 und 3 hervor. Die Abb. 2 zeigt einen

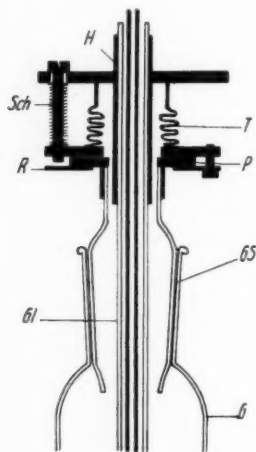


Abb. 2. Vorrichtung zum Justieren der Kathode

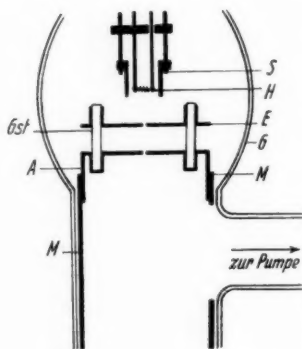


Abb. 3. Anordnung von Kathode, Hilfselektrode und Anode

Längsschnitt der Vorrichtung, mit der die Kathode in die gewünschte Lage, d. h. in die Rohrachse gebracht werden kann. Sie besteht im wesentlichen aus einem Planschliff *P*, der aus Messingplatten hergestellt ist und kleine seitliche Verschiebungen gestattet, und einem Tombakrohr *T*, das mit Hilfe von 3 im Dreieck angeordneten Stell-schrauben *Sch* Schwenkungen der Kathode ermöglicht. Um die Schrauben sind kräftige Spiralfedern gedreht, die den Kathodenhalter *H* gegen den Planschliff abstreben und verhindern, daß das

Tombakrohr eingedrückt wird. Ein Abschlußring *R* wird mittels dreier Schrauben — eine ist rechts in der Abbildung gezeichnet — an die obere Platte des Planschliffes geschraubt und hält letzteren in der eingestellten Lage fest. Diese Maßnahme ist deshalb erforderlich, weil der Planschliff sich sonst wegen des relativ großen Gewichtes der Verstellvorrichtung von selbst verschieben würde, da er ja schräg zu liegen kommt. Die Hochspannungs- und Heizstromzuführungen sind, durch ein Glasrohr *Gl* isoliert, hindurchgeführt. Durch den Glasschliff *Gs* wird ein rasches Auswechseln des Glühfadens ermöglicht.

Die Abb. 3 gibt den Elektrodenaufbau wieder. Die Anode *A* ist auf dem Metallrohr in Richtung der Rohrachse verschiebbar angeordnet. Vor ihr ist eine Hilfselektrode *E* angebracht, die durch 4 Glasstäbchen *Gst* parallel zur Anode in 1 cm Entfernung gehalten wird und wie diese in der Mitte ein Loch von 1 mm Durchmesser hat. An ihr liegt eine Hilfsspannung, die größenordnungsgemäß $\frac{1}{15}$ der Entladespannung beträgt. Letztere wird durch den seitlichen Glasstutzen, der an die von der Pumpe kommende Rohrleitung angekittet ist, isoliert hindurchgeführt. Oben in der Abbildung ist die Kathode sichtbar, bestehend aus dem Heizfaden *H* und den diese umgebenden Schutzzyylinder *S*, der auf Kathoden-, d. h. Minuspotential liegt und schon eine gewisse richtende Wirkung auf den Elektronenstrahl ausübt.

Die Heizspannung beträgt 6 Volt, der Heizstrom je nach Glühdrahtlänge und Glühdrahtalter 2—3 Amp. Der Heizakkumulator, die erforderlichen Regulierwiderstände und der Heizstrommesser sind gut isoliert aufgestellt. Die Vorspannung für die Hilfselektrode wird von zwei hintereinander geschalteten Pertrixbatterien von je 150 Volt geliefert. Zwischen Hilfselektrode und Anode liegt eine Beschleunigungsspannung, die einer 4000 Volt-Maschine entnommen wird. Dieser Hochspannungsgenerator mit der zugehörigen Erregerstrommaschine wird von einem direkt damit gekuppelten Gleichstrommotor angetrieben, der von der 110 Volt-Batterie des Institutes gespeist wird. Durch Veränderung zweier parallel geschalteter Widerstände im Erregerstromkreis kann die Spannung des Generators grob und fein variiert werden. Die Spannung wird mittels einer Siebkette geglättet, die aus 3 Kondensatoren von 0,5 bzw. 4 bzw. 0,5 μF Kapazität, einer Drossel und einem Wasserwiderstand besteht. Der negative Pol der Hilfsbatterie liegt an der Kathode, ihr positiver Pol und der negative der Hochspannung an der Hilfselektrode. Der $+$ -Pol des Generators und die Anode, also das Meßrohr, befinden sich auf Erdpotential.

In die Formel für e/m geht im Nenner die Größe l , der Abstand Diaphragma-Fluoreszenzschirm ein; diese Länge muß daher gut definiert und exakt meßbar sein. Dies macht eine Konstruktion des unteren Rohrteiles erforderlich, wie sie in Abb. 4 dargestellt ist. In das äußere Rohr M wird ein Messingrohr E von rund 30 cm Länge eingelegt, das genau in das Außenrohr hineinpaßt. Dieses Einlegerohr E sitzt unten fest auf dem Leuchtschirm. Der vakuumdichte Abschluß wird mittels einer Gummidichtung erreicht. Zwischen dem Leuchtschirm, dem Einlegerohr und dem ringförmig erweiterten Ende des Meßrohres befindet sich ein Gummiring G . Der Messingring A drückt beim Anziehen von 6 Schrauben gegen den Gummiring, der Leuchtschirm schiebt dabei das Einlegerohr vorwärts. So ist sichergestellt, daß letzteres genau auf dem Fluoreszenzschirm endet. Als Diaphragma D dient eine Blende von 1 mm Durchmesser mit einem

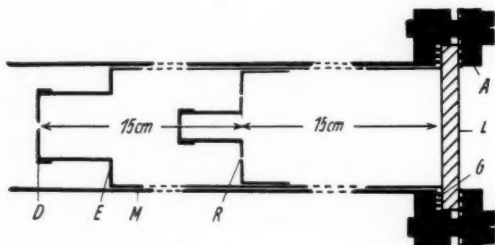


Abb. 4. Lage von Diaphragma, Ringblende und Leuchtschirm

Fadenkreuz darin, das aus zwei gekreuzten Platindrähten besteht. Vom offenen, weiten Ende des Einlegerohres her kann die Ringblende R , die einen inneren Durchmesser von 2,5 und einen äußeren von 2,6 cm hat, hineingeschoben und an die richtige Stelle, genau mitten zwischen das Diaphragma und den Leuchtschirm, gebracht werden. Die Leuchtschirme, bei denen als fluoreszierende Substanz Sidotblende diente, wurden nach bekannten Rezepten hergestellt. Es erwies sich als unnötig, sie mit einem dünnen Metallfilm zu überziehen, da sich nie eine störende Aufladung bemerkbar machte.

Wenn auch die maximale Fadenkreuzschärfe auf dem Leuchtschirm sehr gut ermittelt werden kann, so erschien es doch angebracht, außer der visuellen Beobachtungsmethode am Leuchtschirm, wie sie F. Wolf benutzt hat, auch noch eine photographische Methode anzuwenden. Zu diesem Zwecke wurde der Leuchtschirm durch eine Schumannplatte ersetzt, deren empfindliche Schicht genau an das

Ende der Meßlänge l gebracht wurde. Dadurch wurde gleichzeitig erreicht, daß diese Meßlänge besser definiert war als beim Leuchtschirm, dessen empfindliche Schicht ja eine erheblich größere Dicke ($\sim 0,1$ mm) besitzt.

Bei der Konstruktion der zum Photographieren dienenden Vorrichtung war zu bedenken, daß ihr ganzer Mechanismus sehr klein sein mußte, da einerseits das Meßrohr nur einen inneren Durchmesser von 5 cm hat, andererseits der Spulenkörper, dessen innerer Durchmesser 10,4 cm beträgt, noch 16 cm weiter nach unten geht als der Leuchtschirm. Außerdem war es wünschenswert, auf eine Platte eine Reihe von Aufnahmen machen zu können.

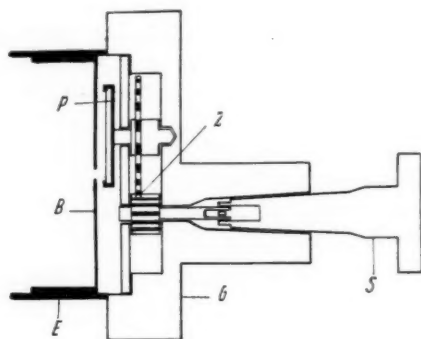


Abb. 5. Vorrichtung zur photographischen Ermittlung der Einstellung

Von der Vorrichtung, mit der die photographischen Aufnahmen gemacht wurden, gibt die Abb. 5 einen Längsschnitt wieder. In einem Messinggehäuse G ist exzentrisch der Plattenhalter P angeordnet, der mittels einer Zahnradübertragung Z durch den Messingschliff S gedreht werden kann. Der Plattenhalter ist so eingestellt, daß die Schicht der eingelegten Platte, deren Größe $2 \cdot 2$ cm beträgt, genau in der Höhe des Randes des Gehäuses liegt. Der Rand selbst sitzt, wie vorher der Leuchtschirm, gegen das Einlegerohr E . Das Gehäuse wird ebenso festgeschraubt wie vorher der Leuchtschirm. Kurz vor dem Ende des Einlegerohres befindet sich noch eine Blende von 2 mm Durchmesser, die einerseits zur Überprüfung der Zentrierung dient, andererseits aber auch nur einen kleinen Teil der Photoplatte unbedeckt läßt. Von der Platte kann ein kreisringförmiger Bereich zum Photographieren ausgenutzt werden, auf dem sich bei vorsichtigem Drehen des Schliffes bis zu 15 Einzelaufnahmen machen lassen. Seitliche

Löcher im Blendenhalter *B* und im Deckel des Gehäuses *G* sorgen für gute Evakuierung des unteren Rohrteiles.

Zur Evakuierung wird eine dreistufige Quecksilberdiffusionspumpe benutzt. Die Quecksilberdämpfe werden in einer Falle ausgefroren, die mit flüssiger Luft gekühlt wurde.

Der Druck in der Apparatur kann mit einem Ionisationsmanometer, das gegen ein MacLeod-Manometer geeicht wurde, gemessen werden. Der Druck war nach $\frac{1}{4}$ stündigem Auspumpen besser als 10^{-5} Tor, bei Betrieb des Rohres betrug er stets $1-3 \cdot 10^{-5}$ Tor.

Als Spulenkörper für die Magnetfeldspule dient ein 62 cm langes, gut zentriertes Messingrohr von 11 cm äußerem Durchmesser und 3 mm Wandstärke. Dieses Rohr führt über eine Strecke von 60 cm ein durchgehendes Gewinde. Auf dieses sind 348 volle Windungen baumwollumspannenen Kupferdrahtes von 1,3 mm Durchmesser sehr sorgfältig und stramm gewickelt. Das eine Ende des Drahtes ist an den Spulenkörper gelötet, der gleichzeitig als Stromrückleitung dient. Die Stromzuführung zur Spule ist bifilar gewickelt.

Alle eisenenthaltenden Teile und sämtlich für die Messungen benötigten Regulierwiderstände sind in solcher Entfernung von dem Meßrohr aufgestellt, daß sie den Elektronenstrahl und das Magnetfeld in keiner Weise störend beeinflussen können.

D. Justierung der Apparatur

Bevor das Meßrohr in Betrieb genommen wurde, wurde zunächst bei herausgenommener Kathode seine Zentrierung optisch geprüft. Es wurde mittels Fernrohr festgestellt, daß sowohl die Löcher der Hilfselektrode und der Anode als auch das Diaphragma und ein im mittleren Abschlußdeckel der Ringblende sich befindendes 1 mm-Loch genau in einer Achse lagen. Durch genaue Anordnung des Meßrohres in der Erdfeldrichtung ließ sich erreichen, daß der Licht- und der Elektronenfleck in der Mitte des Leuchtschirmes übereinander zu liegen kamen. Da der Elektronenstrahl auf seinem Wege von fast einem Meter durch vier Blenden hindurchgehen muß, ist sichergestellt, daß er geradlinig durch die Rohrachse geht und dazu noch, daß letztere mit der Erdfeldrichtung übereinstimmt.

Die richtige Lage der Magnetfeldspule über dem Meßrohr, also die Übereinstimmung von Rohr- und Spulenachse, ließ sich mittels der vier verstellbaren Messingschrauben, auf denen der Spulenkörper ruht, leicht festlegen. Die Intensität des Elektronenbildes steigerte sich natürlich infolge der konzentrierenden Wirkung des Magnetfeldes stark, so daß das Bild des Diaphragmas äußerst scharf wurde.

Vorversuche ergaben, daß der Durchmesser der Ringblende zweckmäßig etwa 2,4—2,7 cm groß zu machen wäre, da für diese Größenordnung mit dem vorliegenden Drehfeld die Ablenkfigur kreisförmig ist. Daher wurde als innerer Durchmesser 2,5 und als äußerer 2,6 cm gewählt. Es ist dabei zu bedenken, daß die Breite der Ringblende mit von Bedeutung für die Schärfe der Abbildung ist; denn „die durch die Mitte der Blende gehenden Strahlen vereinigen sich an anderer Stelle als die Randstrahlen, wodurch die Schärfe der Abbildung beeinflußt wird“¹⁾.

Nach sorgfältiger Justierung war die Mitte des Fadenkreuzes sehr scharf einzustellen. Bei konstanter Entladespannung machte sich bei einer Spulenstromstärke von 5,8 Amp. eine Änderung des Spulenstromes um 2 Milliamp. schon dadurch bemerkbar, daß das Bild unschärfer wurde.

E. Messungen

1. Bestimmung der Apparaturkonstanten

Die folgenden Größen, die der direkten Messung zugänglich sind wurden mittels eines Kathetometers bzw. einer Mikrometerschraube bestimmt. Es sei hier bemerkt, daß der Abstand Diaphragma-Fluoreszenzschirm einfach gleich der Länge des Einlegerohres ist. Es betragen:

der Abstand Diaphragma-Fluoreszenzschirm =

Länge des Einlegerohres	29,893 cm
der äußere Durchmesser der Ringblende	2,60 „
der innere Durchmesser der Ringblende	2,50 „
die Länge der Spule von Drahtende zu Drahtende	59,146 „
der äußere Durchmesser der Spule	13,23 „
der Durchmesser des Spulendrahtes mit Isolation	0,15 „
desgl., aber ohne Isolation	0,13 „

Hieraus kann man leicht die zur Berechnung benötigten Werte ermitteln. Für $\cos \alpha$ und H erhält nach den bei F. Wolf angegebenen Gleichungen²⁾

$$\cos \alpha = 0,99113$$

$$H = 7,2542 \cdot J.$$

Man kann die Gl. (3a) für e/m wie folgt in zwei Faktoren zerlegen:

$$(4) \quad \frac{e}{m} = \frac{8 \cdot 10^8 \pi^2 \cos^2 \alpha}{l^2 \left(\frac{H}{J} \right)^2} \cdot \frac{E}{J^2} = K \cdot \frac{E}{J^2}.$$

1) Vgl. F. Wolf, Ann. d. Phys. 83. S. 870. 1927.

2) F. Wolf, a. a. O., S. 871 ff.

Der erste Faktor enthält neben l und $\cos \alpha$ noch die Spulenkonstante $K' = \frac{H}{J} = 7,2542$. Es ist mithin:

$$K = \frac{8 \cdot 10^3 \pi^2 \cos^2 \alpha}{l^2 k'^2}$$

eine für die vorliegende Apparatur festliegende Zahl, eine „Apparaturkonstante“. Ihre Größe ergibt sich zu

$$K = 1,6494 \cdot 10^5.$$

2. Bestimmung der Röhrenspannung und des Spulenstromes

Die Röhrenspannung wird nach dem Kompensationsverfahren gemessen. Parallel zum Rohre liegt ein hochohmiger Widerstand und mit diesem in Serie ein Stöpselpräzisionsrheostat. Parallel zu letzterem ist eine Batterie von vier Normalelementen, und in Reihe mit dieser noch ein Galvanometer geschaltet. Der Rheostat wird so lange variiert, bis der an seinen Enden auftretende Spannungsabfall gleich ist der Potentialdifferenz der vier Normalelemente; in diesem Falle zeigt dann das Galvanometer keinen Strom an.

Der hochohmige Widerstand besteht aus neun hintereinander geschalteten, drahtgewickelten Widerständen von je rund 100 000 Ohm. Einer von diesen, es handelt sich um einen Spannungsteiler für den zur Strommessung benutzten Kompensationsapparat nach Franke, war kurz vor den Messungen von den Land- und Seekabelwerken in Köln-Nippes nachgeprüft und auf 100 000 Ohm abgeglichen worden. Die anderen acht wurden dann durch Vergleich mit diesem mittels des ebenfalls neu geeichten Kompensationsapparates gemessen. Es ergab sich dabei für den Widerstand ein Wert von 903 660 Ohm.

Von den zur Spannungsmessung benutzten vier Normalelementen wurden drei nach dem Typus des Westonelementes selbst hergestellt. Als viertes wurde ein noch vorhandenes älteres Westonelement des Institutes benutzt. Die Potentialdifferenz der Elemente wurde gegen das Weston-Standard-Normalelement des Institutes mit Hilfe eines Kompensationsapparates gemessen. Für die Normalelementbatterie wurde eine EMK. von

$$N = 4,0743 \text{ abs. Volt}$$

gefunden. Sind die Werte des hochohmigen Widerstandes R' , des Stöpselrheostaten R und der Spannung der vier Normalelemente N bekannt, so kann man die Röhrenspannung E aus der Gleichung

$$E = \frac{N(R + R')}{R}$$

ermitteln.

Da die Spannungsmessungsanordnung bei den endgültigen e/m -Bestimmungen zwischen dem positiven Pol des Glühfadens und Erde liegt, ist zu den so bestimmten Werten noch der halbe Potentialabfall am Glühfaden zu addieren. Diese Korrektur beträgt bei den vorliegenden Messungen 1,7—2 Volt.

Der Spulenstrom wurde durch Messung des Spannungsabfalls an einem 0,1 Ohm-Normalwiderstand mit dem neu geeichten Kompensationsapparat nach Franke bestimmt. Dieser wurde vor jeder einzelnen Messung mit dem Weston-Standard-Normalelement des Institutes verglichen.

3. Gang der Messungen

Nachdem bei etwa 800 Probemessungen der Einfluß der wesentlichsten Teile der Apparatur auf die Abbildungsschärfe untersucht worden war, wurde mit den endgültigen Messungen begonnen. Diese wurden in den späten Abendstunden ausgeführt, da dann die Institutsbatterie nicht von anderer Seite belastet war und die Hochspannungsmaschine eine konstante Spannung lieferte. Die Temperatur des Zimmers wurde stets auf 20° gehalten, für diese Temperatur waren auch die zur Spannungsmessung benutzten Normalelemente geeicht.

Das Erdfeld, das ja parallel zum magnetischen Feld der Spule liegt, ließ sich dadurch eliminieren, daß der Spulenstrom kommutiert wurde. Dabei wird in dem einen Falle, wenn Spulen- und Erdfeld gleichgerichtet sind, ein Stromwert gemessen, der um den dem Erdfeld entsprechenden Betrag zu klein ist. Im anderen Falle, wo beide Felder entgegengesetzte Richtung haben, wird ein um den gleichen Wert höherer Strom gemessen.

Die Ausführung der Messungen wurde von zwei Beobachtern vorgenommen. Zunächst wurde der Widerstand R auf einen bestimmten Wert eingestellt, so daß die Spannung am Rohr in die Gegend von 3600 Volt kam. Der genaue Betrag der Spannung blieb während der Messungen unbekannt und wurde erst nachher berechnet. Der eine Beobachter, cand. phys. J. Berg¹⁾ änderte dann den Erregerstrom der Hochspannungsmaschine so lange, bis das Galvanometer im Kompensationskreis keinen Ausschlag mehr zeigte. Diesen Spannungswert hielt er dann konstant. Ich selbst stellte durch Änderung des Spulenstroms auf maximale Fadenkreuzschärfe auf den Leuchtschirm ein. Das Leuchtschirmbild wurde mit Hilfe einer Linse und eines rechtwinkligen Prismas von der Seite her durch ein Fernrohr beobachtet. Die Scharfeinstellung geschah so, daß ein Regulierwiderstand des

¹⁾ Herrn cand. phys. J. Berg danke ich auch an dieser Stelle bestens für seine Unterstützung bei der Ausführung der vorliegenden Messungen.

Spulenstromkreises vom Beobachtungsort aus mittels einer Schnurübertragung variiert wurde. Wenn die Einstellung erreicht war, wurde sofort der Spulenstrom mit dem Kompensationsapparat bestimmt. Zwecks Vermeidung subjektiver Fehler vertauschten anschließend die beiden Beobachter ihre Rollen. Jede der im folgenden angegebenen Messungen ist durch mehrmalige Überprüfung der Einstellung gewonnen worden. Nach einer Messung wurde jedesmal sofort diejenige bei kommutiertem Spulenstrom für die gleiche Entladungsspannung gemacht. Durch sorgfältige Vorbereitung ließ sich dabei die Zeit, die zur Ermittlung eines Wertes nötig war, auf weniger als 3 Min. herabdrücken. In dieser kurzen Zeit machte sich noch keine wesentliche Erwärmung der Spule bemerkbar.

4. Das Ergebnis der Leuchtschirmbeobachtungen

Die folgende Tabelle enthält die Ergebnisse der endgültigen Messungen bei Leuchtschirmbeobachtung, und zwar in der Reihenfolge, in der sie auch bestimmt worden sind. Es wurden im ganzen zwei Meßgruppen bei acht verschiedenen Spannungen gemacht.

In der folgenden Tabelle ist:

R = der zur Spannungsmessung dienende Kompensationswiderstand in Ohm.

E = das um den halben Spannungsabfall am Glühdraht korrigierte Entladepotential in abs. Volt.

J_1 = der Spulenstrom in internat. Amp., wenn das magnetische Feld dem Erdfeld entgegengerichtet ist.

J_2 = der Spulenstrom in internat. Amp. bei gleichgerichtetem Spulen- und Erdfeld.

J = der Spulenstrom in abs. Amp., der in die Formel für e/m eingeht.

e/m = die spezifische Ladung des Elektrons bei der Geschwindigkeit, die der durchlaufenen Spannung E entspricht.

$\Delta e/m$ = die Korrektur zur Umrechnung auf die Ruhemasse ($v = 0$).

e/m_0 = die spezifische Ladung des Elektrons für die Geschwindigkeit Null.

Der Mittelwert der in Tab. 1 aufgezählten Messungen beträgt

$$\frac{e}{m_0} = 1,7581 \cdot 10^7 \text{ absolute elektromagnetische Einheiten.}$$

In Abb. 6 sind die Meßergebnisse nach steigender Spannung geordnet aufgetragen. Ein Gang des e/m_0 -Wertes mit steigender Spannung ist nicht festzustellen.

Tabelle 1

Nr.	R	E	J_1	J_2	J	$\frac{e}{m} \cdot 10^{-7}$	$\Delta \frac{e}{m} \cdot 10^{-7}$	$\frac{e}{m_0} \cdot 10^{-7}$
1	1027,8	3588,3	5,869	5,757	5,8125	1,7519	0,0061	1,7580
2	1007,8	3659,4	5,926	5,814	5,8695	1,7521	0,0062	1,7583
3	1010,0	3651,4	5,920	5,810	5,8645	1,7512	0,0062	1,7574
4	1015,0	3633,3	5,904	5,792	5,8475	1,7527	0,0062	1,7589
5	1012,0	3643,9	5,915	5,805	5,8595	1,7506	0,0062	1,7568
6	1025,0	3597,9	5,876	5,765	5,8200	1,7521	0,0061	1,7582
7	1020,0	3615,4	5,891	5,779	5,8345	1,7518	0,0062	1,7580
8	1023,0	3605,1	5,881	5,769	5,8245	1,7528	0,0062	1,7590
9	1012,0	3644,1	5,914	5,803	5,8580	1,7516	0,0062	1,7578
10	1015,0	3633,3	5,905	5,795	5,8495	1,7515	0,0062	1,7577
11	1020,0	3615,4	5,891	5,781	5,8355	1,7512	0,0062	1,7574
12	1027,8	3588,1	5,867	5,757	5,8115	1,7524	0,0061	1,7585
13	1010,0	3651,1	5,917	5,807	5,8615	1,7529	0,0062	1,7591
14	1023,0	3605,0	5,882	5,771	5,8260	1,7518	0,0062	1,7580
15	1007,8	3659,4	5,926	5,815	5,8700	1,7518	0,0062	1,7580
16	1025,0	3597,9	5,875	5,765	5,8195	1,7524	0,0061	1,7585

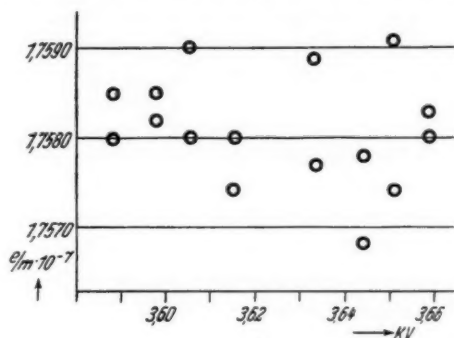


Abb. 6. Meßergebnisse nach steigender Spannung geordnet

5. Photographische Bestimmung des endgültigen e/m_0 -Wertes

Die Aufnahmen wurden bei einer einzigen Rohrspannung ausgeführt, bei der auch Leuchtschirmbeobachtungen gemacht worden waren, und zwar bei der, für die der Kompensationswiderstand R 1020,0 Ohm beträgt. Zunächst wurde nochmals bei dieser Spannung die Einstellung auf dem Leuchtschirm beobachtet. Dann wurde die Elektronenkamera statt des Leuchtschirmes eingesetzt und die Spule wieder in die richtige Lage über das Rohr geschoben. Nun hielt ein Beobachter die Spannung, der andere den Strom konstant. Die Werte des letzteren wurden um den durch Leuchtschirmbeobachtung gewonnenen Strombetrag herum gewählt. Wenn beides, Entladungsspannung und Spulenstrom auf den gewünschten Wert eingestellt war

und sich als konstant erwies, was durch ein verabredetes Signal gegenseitig mitgeteilt wurde, belichtete einer die Platte durch kurzes Einschalten des Drehfeldes. Die Belichtungszeit betrug $\frac{1}{2}$ Sek., so daß hierbei keine großen Anforderungen an die Konstanz der Bestimmungsgrößen über längere Zeit gestellt wurden.

Die photographische Ermittlung eines zusammengehörigen Wertepaares von E und J ging dann folgendermaßen vor sich. Bei der dem Kompensationswiderstand von 1020,0 Ohm entsprechenden Spannung war ein Stromwert $J_1 = 5,890$ Amp. zu erwarten (vgl. Messungen Nr. 7 und 11). Es wurde eine Serie von Aufnahmen bei den Stromstärken $J_1 = 5,884, 5,886$ usw., immer um 2 mA steigend, bis 5,898 Amp. gemacht. Unter dem Mikroskop wurde dann das Bild gesucht, bei dem das Fadenkreuz am schärfsten abgebildet schien, dies war bei $J_1 = 5,898$ Amp. der Fall. Um diesen Wert herum wurden dann weitere Aufnahmen mit 1 mA Abstand gemacht; dabei ergab sich, daß die Aufnahmen von $J_1 = 5,887-5,889$ fast gleichwertig scharf erschienen. Als endgültiger Wert wurde deshalb $J_1 = 5,888$ internat. Amp. angenommen. Der Wert für kommutierten Spulenstrom ließ sich auf analoge Weise ermitteln. Hier waren die beiden Aufnahmen bei $J_2 = 5,778$ und 5,779 Amp. völlig gleichwertig. Es wurde daher der Wert $J_2 = 5,7785$ internat. Amp. der e/m -Bestimmung zugrunde gelegt. Von beiden Fällen wurde eine größere Anzahl photographischer Aufnahmen gemacht, die stets das gleiche Ergebnis hatten. Zur Bestimmung des endgültigen e/m_0 -Wertes stehen also die folgenden Werte zur Verfügung:

$$\left. \begin{array}{ll} R = 1020,0 \text{ Ohm; } E = 3614,8 \text{ abs. Volt} \\ J_1 = 5,888 \text{ internat. Amp.} \\ J_2 = 5,7785 \text{ „ „} \\ J_E = 0,0548 \text{ „ „} \\ J = 5,8333 \text{ „ „} \end{array} \right\} J = 5,8328 \text{ abs. Amp.}$$

J_E ist der dem Erdfeld entsprechende Spulenstrom. Aus den Werten von E und J ergibt sich nach der Gl. (4)

$$\frac{e}{m} = 1,7524 \cdot 10^7.$$

Reduktion auf die Geschwindigkeit $v = 0$ nach Gl. (3) führt schließlich zu

$$\frac{e}{m_0} = 1,7586 \cdot 10^7 \text{ absolute elektromotorische Einheiten.}$$

F. Fehlerabschätzung

1. Der Fehler der Apparaturkonstante f ist bedingt durch die Genauigkeit, mit der die vorkommenden Längenmaße gemessen

werden. Diese ließen sich auf einige Hundertstel Millimeter genau bestimmen. Der größtmögliche Fehler von f kann daher zu $0,4^0_{\infty}$ angenommen werden.

2. Die Genauigkeit der Entladespannungsmessung hängt im wesentlichen von dem Hochohmwiderstand R ab, der auf $0,1^0_{\infty}$ genau gemessen war. Um auch der Möglichkeit einer durch Kontaktpotentiale verursachten Abweichung der tatsächlichen Voltgeschwindigkeit von der gemessenen Spannung Rechnung zu tragen, wollen wir den maximalen Fehler der Spannungsmessung zu $0,4^0_{\infty}$ annehmen.

3. Der Spulenstrom war auf $0,1^0_{\infty}$ genau zu bestimmen. Da er in die Formel für e/m quadratisch eingeht, so ist für den größtmöglichen Fehler in diesem Falle $0,2^0_{\infty}$ anzusetzen.

4. Die Einstellgenauigkeit auf maximale Fadenkreuzschärfe bedingt im Endresultat einen größtmöglichen Fehler von $0,3^0_{\infty}$.

Addition der Fehler ergibt $1,3^0_{\infty}$ oder

$$\pm 0,0023 \cdot 10^7$$

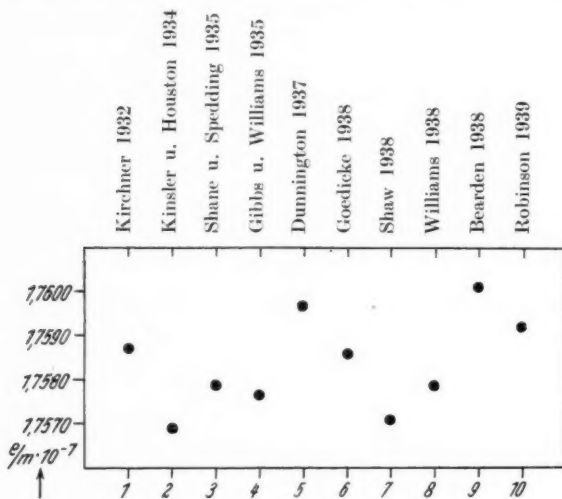
als größtmöglichen Fehler für das Endresultat.

G. Vergleich mit den Messungen von F. Wolf

Aus dem im vorigen Mitgeteilten ist klar ersichtlich, daß die Methode von H. Busch einen e/m_0 -Wert liefert, der in die Größenordnung der anderen neueren Bestimmungen dieser Konstante fällt und mit dem Ergebnis der Präzisionsmessung von F. Wolf aus dem Jahre 1927 nicht in Einklang zu bringen ist. Der Unterschied zwischen dem Resultat von F. Wolf und dem meinigen ist groß genug, um bei Einstellung eines Entladespannungs- und Spulenstromwertes, die dem „hohen“ e/m_0 -Wert entsprechen würden, auf dem Leuchtschirm meiner Apparatur ein eindeutig unscharfes Bild des Diaphragmas feststellen zu können. Man könnte vielleicht vermuten, daß der hohe Wert von F. Wolf durch unzureichende Kühlung (Kochsalz-Eismischung) der Quecksilberfalle hinter der Quecksilberdiffusionspumpe verursacht worden wäre. Es hätte so Quecksilberdampf in die Apparatur gelangen und vielleicht einen Geschwindigkeitsverlust der Elektronen verursachen können; die wirkliche Elektronengeschwindigkeit wäre dann kleiner gewesen als nach der gemessenen Spannung anzunehmen war. Auf diese Vermutung hin habe ich einige Messungen bei Kühlung mit Kochsalz-Eismischung gemacht; ich habe aber keinen Unterschied gegenüber den Messungen bei Kühlung mit flüssiger Luft feststellen können.

H. Vergleich mit neueren Messungen

In der Abb. 7 sind die Ergebnisse der nach verschiedenen Methoden ausgeführten e/m_0 -Bestimmungen graphisch aufgetragen¹⁻¹⁰⁾.

Abb. 7. Ergebnis der neueren e/m_0 -Bestimmungen

1 1,7587 · 10 ⁷	5 1,7597 · 10 ⁷	8 1,7579 · 10 ⁷
2 1,7569	6 1,7586	9 1,7601
3 1,7579	7 1,7571	10 1,7592
4 1,7577		

Die Werte liegen alle zwischen $1,757$ und $1,760 \cdot 10^7$ absolute elektromagnetische Einheiten. Die angegebene Übersicht soll nicht dazu dienen, einen bis auf $1/10^0/_{00}$ genauen wahrscheinlichsten Wert für e/m_0 zu ermitteln, sie soll lediglich zeigen, daß die nach verschiedenen Methoden erhaltenen Werte innerhalb eines nur $1,8^0/_{00}$ breiten Intervalles liegen.

- 1) F. Kirchner, Ann. d. Phys. [5] **12**. S. 503. 1932.
- 2) L. E. Kinsler u. W. V. Houston, Phys. Rev. **45**. S. 104. 1934.
- 3) C. D. Shane u. F. H. Spedding, Phys. Rev. **47**. S. 33. 1935.
- 4) R. C. Gibbs u. R. C. Williams, Phys. Rev. **48**. S. 971. 1935.
- 5) F. G. Dunnington, Phys. Rev. **52**. S. 475. 1937.
- 6) E. Goedicke, Verh. d. Dtsch. Phys. Ges. **19**. S. 23. 1938.
- 7) A. E. Shaw, Phys. Rev. **54**. S. 193. 1938.
- 8) R. C. Williams, Phys. Rev. **54**. S. 568. 1938.
- 9) I. A. Bearden, Phys. Rev. **54**. S. 698. 1938.
- 10) C. F. Robinson, Phys. Rev. **55**. S. 423. 1939.

J. Zusammenfassung

Es wird eine Neubestimmung der spezifischen Ladung des Elektrons nach der Methode von H. Busch durchgeführt. Die Strahlenintensität wird auf elektronenoptischem Wege durch Anbringung einer Zwischenelektrode vergrößert. Außer der ursprünglichen Beobachtungsmethode mittels Leuchtschirm wird eine photographische Methode (Schumannplatten) benutzt.

Das Ergebnis dieser Messungen ist

$$\frac{e}{m_0} = (1,7586 \pm 0,0023) \cdot 10^7$$

absolute elektromagnetische Einheiten.

Dieses läßt sich nicht mit dem von F. Wolf im Jahre 1927 nach der gleichen Methode erhaltenen Resultat in Einklang bringen. Dagegen ist es in guter Übereinstimmung mit den nach anderen Methoden ausgeführten neueren e/m_0 -Bestimmungen.

Die vorliegende Arbeit wurde im Physikalischen Institut der Universität Köln ausgeführt. Herrn Prof. Dr. F. Kirchner, der die Arbeit angeregt und durch viele nützliche Ratschläge gefördert hat, möchte ich für sein dauerndes Interesse am Fortgang der Arbeit meinen ganz besonderen Dank aussprechen.

Köln, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 15. Juli 1939)

Bemerkungen zur Kosmologie

Von P. Jordan

Es wird versucht, in groben Zügen diejenige kosmologische Theorie folgerichtig zu entwickeln, die sich ergibt, wenn man das „Diracsche Prinzip“ einerseits und die Geschlossenheit der (expandierenden) Welt andererseits als Grundlagen annimmt. Es ergibt sich (unter Wahrung des Energieprinzips) eine ständige Zunahme der Materie durch explosionsartige Erzeugungen von Sternen und Spiralnebeln.

§ 1. Die im folgenden skizzierte kosmologische Vorstellung gründet sich wesentlich auf das von Dirac ausgesprochene Prinzip¹⁾, daß man die großen dimensionslosen Zahlen der irdischen und kosmischen Physik als Funktionen des Weltalters deuten solle. Die spezielle Ausführung, welche Dirac diesem Prinzip gegeben hat²⁾, scheint mir jedoch nicht ganz befriedigend; es soll deshalb hier eine etwas abweichende Theorie zur Diskussion gestellt werden, deren Grundzüge ich zum Teil schon in früheren Aufsätzen erläutert habe³⁾.

Die spektroskopischen Erfahrungen an entfernten Objekten rechtfertigen es, die Weltgeometrie als eine Riemannsche (mit integrierbarer Längenübertragung) anzusehen, und ferner⁴⁾ die dimensionslose Zahl e^2/hc als *kosmologische Konstante* zu betrachten; die *Elementarlänge* $\Lambda = \frac{e^2}{m_0 c^2} \sim 2 \cdot 10^{-13}$ cm steht also in einem festen Verhältnis zur Länge $h/m_0 c$ sowie zu den durch eine Cd-Spektrallinie oder durch einen Pt-Stab definierten Längen.

Wir nehmen ferner an, daß die Protonmasse m_p in einem kosmologisch konstanten Verhältnis zur Elektronenmasse stehe, und daß auch die Kernbindungskräfte kosmologisch konstant sind. Auch diese Annahme ist empirisch gut begründet⁵⁾. Der Gang radioaktiver Uhren steht danach in festem Verhältnis zur *Elementarzeit* Λ/c .

Ungewiß ist allerdings die kosmologische Konstanz oder Inkonstanz der β -Kräfte; die Fermische Konstante des β -Zerfalls ist *vielleicht* proportional mit $\kappa^{1/2}$, wenn κ die (relativistische) Gravitationskonstante ist; die spontane Zerfallswahrscheinlichkeit des Mesotrons

1) P. A. M. Dirac, Nature **139**. S. 323, 1001. 1937.

2) P. A. M. Dirac, Proc. Roy. Soc. A. **165**. S. 199. 1938.

3) P. Jordan, Naturw. **25**. S. 513. 1937; **26**. S. 417. 1938.

4) P. Jordan, Ztschr. f. Phys. (im Erscheinen).

5) Vgl. a. a. O.

ist nach Blackett anscheinend proportional $\kappa^{1/4}$. Jedoch spielt dies für das Folgende keine wesentliche Rolle.

§ 2. Ohne Bezugnahme auf die Größe der Elementarlänge (nur die Existenz unveränderlicher Längenmaßstäbe benutzend) können wir zunächst folgende astrophysikalische Grundkonstanten besprechen:

$$1. c = 3 \cdot 10^{10} \text{ cm/sec}^{-1}.$$

$$2. \kappa = \frac{8\pi f}{c^2} = 1,87 \cdot 10^{-27} \text{ g}^{-1}/\text{cm}.$$

$$3. \mu = 10^{-30} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}.$$

$$4. \alpha = 1,8 \cdot 10^{-7} \text{ sec}^{-1}.$$

$$5. A \approx 10^{10} \text{ Jahre} = 3 \cdot 10^{17} \text{ sec}.$$

Hier ist A das Weltalter, bestimmt aus radioaktiven Uhren, und gestützt durch einige andere astrophysikalische Tatsachen und Überlegungen. Ferner ist α die Hubble-Konstante, μ die mittlere Massendichte des Weltalls, κ die relativistische Gravitationskonstante. Da letztere im folgenden (nach Dirac) nicht als wahre Konstante, sondern als langsam veränderliche Größe angesehen wird, ist es wesentlich, daß wir den im Planetensystem vorliegenden Wert von κ als annähernd dem gegenwärtigen kosmischen Mittelwert von κ gleich annehmen.

Aus den obigen Größen sind zwei dimensionslose Zahlen zu bilden:

$$(1) \quad \alpha A = 5,4;$$

$$(2) \quad \frac{\alpha}{c \sqrt{\kappa \mu}} = 15.$$

Die Tatsache, daß diese dimensionslosen Zahlen nahe bei 1 sind, macht wahrscheinlich, daß hier recht einfache Zusammenhänge bestehen. Ferner erlaubt sie die nahezu eindeutige Bestimmung zweier Größen R , M der Dimensionen Länge und Masse:

$$(3) \quad \left\{ \begin{array}{l} R = \frac{1}{\sqrt{\kappa \mu}} = 2,5 \cdot 10^{28} \text{ cm} = 2,5 \cdot 10^{10} \text{ Lichtjahre;} \\ M = \frac{1}{\sqrt{\kappa^3 \mu}} = 1,3 \cdot 10^{55} \text{ g;} \end{array} \right.$$

oder — unter Benutzung von (2) — ohne κ (statt dessen mit α) ausgedrückt:

$$(4) \quad \left\{ \begin{array}{l} R \sim \frac{c}{\alpha}, \\ M \sim \mu \frac{c^3}{\alpha^3} \approx \mu R^3. \end{array} \right.$$

Eine befriedigende Theorie muß a) die Beziehungen (1) und (2) verständlich machen; b) den Größen (3) bzw. (4) eine anschauliche

Deutung geben; c) in einfacher Weise den Hubbleeffekt in Einklang bringen mit dem Prinzip der Nichtexistenz von Geschwindigkeiten $v > c$. Dabei wird das Verbot von Überlichtgeschwindigkeiten auch auf die aus der Hubbleschen Rotverschiebung entnommene Geschwindigkeit $v = \frac{A}{r} c$ anzuwenden sein, selbst dann, wenn man zunächst versuchen möchte, die Deutung des Hubbleeffekts als Dopplereffekt zu umgehen (was uns allerdings gezwungen und unnatürlich erscheint).

Diese Forderungen werden, wenn wir (2) zunächst beiseite lassen und uns nur auf die von κ freien Größen und Relationen beziehen, am einfachsten erfüllt durch die Vorstellung eines Riemannschen Raumes mit einem Radius R und einem Masseninhalt M . Der Radius R wächst mit der Geschwindigkeit c , und hat ursprünglich (vor der Zeit A) einen sehr kleinen Wert besessen. — In der von Dirac vorgeschlagenen Fassung der Kosmologie wird statt dessen ein ebener, unendlicher Raum und eine unendliche Masse angenommen, so daß R und M ihren anschaulichen Sinn verlieren.

Es bleibt jedoch noch die Beziehung (2) zu deuten, die, wenn man R und M durch (4) definiert, als

$$(5) \quad R \simeq \kappa M,$$

also als annähernde Übereinstimmung des geometrischen Weltradius mit dem Gravitationsradius der Welt ausdrückbar ist. Wir deuten sie — einer Bemerkung von Haas folgend — als Ausdruck des *Energieprinzips*: In der Form $\frac{\kappa M^2}{R} \sim M$ geschrieben besagt sie, daß die summierten Ruheenergien $M c^2$ aller materiellen Teilchen gerade *kompensiert* werden durch negative Gravitationsenergie, so daß die Gesamtenergie der Welt konstant (nämlich gleich Null) bleibt. Möglicherweise wäre es allerdings angemessen, in dieser Bilanz auch eine kinetische Energie der Nebelflucht mit zu berücksichtigen, die jedoch von gleicher Größenordnung wird, wie die summierten Ruheenergien.¹⁾ Vor allem aber macht die Zusammenballung der Materie

1) Dies ist äquivalent mit der anderen Aussage, daß die Hubblesche Flucht-bewegung bei den heutigen Werten von μ und κ gerade ausreicht, eine gravitations-bedingte Zusammenballung der kosmischen Massen zu verhindern. Gamow und Teller (Phys. Rev. 55. S. 654. 1939) haben in interessanter Weise die Tatsache diskutiert, daß bei genauerer Berücksichtigung der Zahlwerte der Effekt der Flucht merklich *stärker* ist als der Effekt der Gravitation. In unseren Betrachtungen sollen jedoch, ohne Berücksichtigung derartiger feinerer Verhältnisse, zunächst nur diejenigen Fragen erörtert werden, welche übrig bleiben, wenn Zahlen von der ungefähren Größenordnung 1 in summarischer Betrachtung durch 1 ersetzt werden.

zu Sternen und Nebeln eine genauere Fassung der Energiebilanz nötig, wobei jedoch wiederum die Größenordnungen ungeändert bleiben.

§ 3. Dividiert man R durch die Elementarlänge A — oder, was dasselbe ergibt, das Weltalter A durch die Elementarzeit —, so findet man eine Zahl der ungefähren Größe

$$(6) \quad \gamma \sim 10^{40};$$

sie sei im folgenden kurz als „Weltalter“ bezeichnet.

Division von M durch $m_p = 1,65 \cdot 10^{-24} g$ ergibt, wie Eddington und Haas gefunden haben, angenähert γ^2 ; und die nunmehr einsetzende Schlußweise des Diracschen Prinzips führt zur Aufstellung eines — einstweilen theoretisch nicht begründbaren — empirischen Naturgesetzes

$$(7) \quad \frac{M}{m_p} \simeq \left(\frac{R}{A} \right)^2;$$

oder in der neueren Schreibweise von Haas:

$$(7') \quad M c \simeq h \frac{R^2}{A^3}.$$

Die merkwürdigen Folgerungen sind:

- a) M ist nicht konstant, sondern wächst mit γ^2 ;
- b) auch κ ist dann nicht konstant, sondern nach (5) umgekehrt proportional γ :

$$(8) \quad \kappa \simeq \gamma^{-1} \frac{A}{m_p}.$$

Diese Gesetzmäßigkeit (8) ist von Dirac erschlossen worden. Andererseits hat Dirac gezeigt, daß die Annahme einer wachsenden Masse der Welt *vermieden* werden kann, jedoch bei Aufrechterhaltung des Diracschen Prinzips nur um den Preis einer Annahme *unendlich* großer Werte für Weltvolum und Weltmasse. Im folgenden soll die Vorstellung einer zeitlich anwachsenden Weltmasse näher verfolgt werden, um Unterlagen für eine künftige Entscheidung zu gewinnen. Sicherlich hat die Annahme einer ständigen Neuerzeugung von Masse im Weltraum etwas Befremdendes an sich. Unser Wissen betreffs der kosmologischen Fragen ist jedoch zur Zeit noch so beschränkt, daß es heuristisch nützlich sein dürfte, die verschiedenen sich als denkbar darbietenden Lösungen des kosmologischen Problems möglichst folgerichtig zu durchdenken. Mehr als heuristische Bedeutung wollen die vorliegenden Erörterungen selbstverständlich nicht beanspruchen.

§ 4. Die Anwendung des Diracschen Prinzips ist mit merklichen Unsicherheiten verknüpft infolge des Umstandes, daß schon c^2/hc und m_p/m_0 merklich von 1 verschieden sind. Der Wert $m_p A^{-3} \sim 10^{14} g/cm^{-3}$ darf als Maximum der physikalisch möglichen

Massendichte angesehen werden. Diese Größenordnung liegt vor in den Atomkernen; die bekannte Super-Novae-Theorie von Baade und Zwicky schreibt dem „Neutronenstern“ eine annähernd ebenso große Dichte zu¹⁾. Obwohl dieser Dichtewert sehr viel größer ist als die Dichte $\sim 10^5$ der weißen Zwerge oder die Dichte 1 des Wassers, so beruht dieser Unterschied doch lediglich auf Faktoren, welche *atomphysikalisch* begründet und somit kosmologisch *konstant* sind, also *nicht* etwa im Sinne des Diracschen Prinzips mit γ in Verbindung gebracht werden dürfen: eine Dichte der Größenordnung 1 erhält man, wenn man in $m_p A^{-3}$ die Elementarlänge ersetzt durch den Bohrschen Wasserstoffradius.

Neue dimensionslose Konstanten entstehen nun, wenn man Radien und Massen von *Sternen* und *Spiralnebeln* mit A und m_p vergleicht²⁾. Trotz der soeben berührten Schwierigkeiten kann jedenfalls bezüglich des Sternes zuverlässig beurteilt werden, wie hier das Diracsche Prinzip anzuwenden ist. Die erheblichen Verschiedenheiten, welche zwischen verschiedenen Arten von Sternen bestehen, beruhen durchweg auf *atomphysikalischen* Faktoren: Übereinstimmend ergeben a) die Eddingtonsche Theorie³⁾ der hellsten Sterne, b) die Kotharische Theorie⁴⁾ der weißen Zwerge, c) die Zwickysche⁵⁾ Theorie des Neutronensterns für Radius $R_{st.}$ und Masse $M_{st.}$ Proportionalität mit $\kappa^{-1/2}$ bzw. $\kappa^{-3/2}$, also

$$(9) \quad R_{st.} \sim \gamma^{1/2}; \quad M_{st.} \sim \gamma^{3/2}.$$

Bei den Spiralnebeln andererseits wird die Anwendung des Diracschen Prinzips durch die größere Gleichförmigkeit dieser Objekte erleichtert; nach Chandrasekhar und Kothari⁶⁾ scheint

$$(10) \quad R_{sp.} \sim \gamma^{2/3}; \quad M_{sp.} \sim \gamma^{1/3}$$

zu sein.

Das Anwachsen der fraglichen Werte mit dem Weltalter wird natürlich nicht individuelles Wachstum des Einzelgebildes bedeuten, sondern nur Zunahme der maximal — an den *jüngsten* Gebilden — vorkommenden Werte. Möglichkeiten einer empirischen Prüfung hiervon sind übrigens von Zwicky (a. a. O.) bereits besprochen.

Die Tatsache, daß in allen drei Fällen — beim Stern, beim Spiralnebel und beim Kosmos — die *Masse proportional mit $\gamma \cdot$ Radius* ist,

1) Vgl. auch F. Zwicky, Phys. Rev. **55**. S. 726. 1939.

2) Vgl. D. S. Kothari, Nature **142**. S. 354. 1938.

3) Vgl. A. S. Eddington, Der innere Aufbau der Sterne. Berlin 1928.

4) D. S. Kothari, Proc. Roy. Soc. A **165**. S. 486. 1938.

5) Vgl. a. a. O.

6) Vgl. D. S. Kothari a. a. O.

kann offenbar auch so ausgedrückt werden, daß die Beziehung (5) bis auf atomphysikalische Faktoren ebenso für Stern und Spiralnebel, wie für das Weltall gilt. Dies legt folgende Betrachtung nahe, welche zugleich näheren Aufschluß über den Wachstumsprozeß der Weltmasse M gibt.

In einem euklidischen massefreien Raum würde die Spontanentstehung einer kugelförmigen Masse M_0 von konstanter Dichte und mit dem Radius R_0 keine Energie erfordern, wenn dabei

$$(11) \quad R_0 = \frac{3}{40\pi} \kappa M_0$$

wäre. Denn um diese Kugel entgegen der Gravitation völlig zu zerstreuen, wäre gerade dieselbe Energie $M_0 c^2$ nötig, welche hernach durch die zerstreuten Massen repräsentiert würde.

Wir wollen uns danach vorstellen, daß die wegen der Proportionalität von M mit γ^2 notwendige kosmische Massenerzeugung durch die Spontanentstehung von Einzelsternen geschieht, welche anfangs die ungefähre Dichte $m_p A^{-3}$ haben, und deren Radius und Masse, in Elementareinheiten A , m_p ausgedrückt, somit von der Größenordnung $\gamma^{1/3}$ bzw. $\gamma^{2/3}$ ist.

Tatsächlich braucht aber die Massenenergie $M_0 c^2$ eines spontan entstehenden Sternes nur zum Teil durch seine eigene negative Gravitationsenergie gedeckt zu werden. In der Nachbarschaft eines spontan entstandenen Sternes ist die Entstehung weiterer Sterne energetisch erleichtert; und wegen der Gültigkeit von (5) sowohl für den Einzelstern als auch für den Spiralnebel und den Kosmos wird die zur Massenerzeugung gebrauchte Energie in Anteilen gleicher Größenordnung kompensiert durch a) die Gravitation des Einzelsterns, b) die Gravitationswechselwirkung innerhalb des entstehenden Spiralnebels, c) die Gravitationswechselwirkung mit den übrigen Spiralnebeln.

Man wird mit dieser hypothetischen Spontanentstehung von Spiralnebeln die empirische Tatsache in Verbindung bringen, daß es unverkennbar „junge“ und „alte“ Spiralnebel gibt¹⁾. Ferner paßt gut zu diesen Bilde, daß die Spiralnebel empirisch aus Einzelsternen bestehen²⁾, nicht etwa aus kontinuierlich ausgebreiteter Materie, so daß die aus den Kant-Laplaceschen Ideen übrig gebliebene Vorstellung einer Sternbildung durch gravitationsbedingte Zusammenballung dünnerer Nebelmassen keine empirische Stütze findet.

1) Vgl. hierzu auch die Bemerkungen in Naturwiss. 26. S. 417. 1938.

2) Vgl. etwa E. Hubble, Das Reich der Nebel. Braunschweig 1938.

Die Spontanentstehung eines ganzen Sternes mit $\gamma^{1/2}$ -Elementarteilchen in einem einzigen „Elementarakt“ ist sicherlich eine Vorstellung, die eine harte Zumutung enthält. Es ist aber vielleicht nicht unpassend, in diesem Zusammenhange auf die Heisenbergschen Explosionsschauer hinzuweisen, deren Realität allmählich immer wahrscheinlicher geworden ist, und in denen Fälle mit immerhin schon sehr beträchtlicher Zahl der in einem unteilbaren Akt erzeugten Teilchen unter ganz „normalen“ Bedingungen vorkommen.

Natürlich können unsere obigen primitiven Überlegungen zur *Energiebilanz* der Sternerzeugung keinen Ersatz bieten für die einstweilen noch ganz fehlende *Dynamik* dieser Prozesse, wofür das Beobachtungsmaterial z. B. bezüglich der Sternhaufen uns ausgedehnte empirische Unterlagen liefern dürfte.

§ 5. Die räumliche Energiedichte des Lichtes im internebularen Raum ist nur um einen Faktor $\sim 10^{-6}$, und die Energiedichte der kosmischen Strahlung nur um $\sim 10^{-4}$ kleiner als μc^2 .¹⁾ Diese Faktoren könnten atomphysikalisch zu deuten sein, so daß das Verhältnis von Strahlung und Materie kosmologisch konstant wäre. Es liegt nahe, die Erzeugung von Höhenstrahlung als Begleitvorgang der kosmologischen Materieerzeugung anzusehen — wobei jedoch eine zusätzliche Mitwirkung der Baade-Zwicky'schen Super-Nova-Prozesse vielleicht nicht ausgeschlossen ist.

Die Schätzung, daß etwa eine Supernova pro Nebel und 10^3 Jahre auftritt, ergibt ungefähr $\gamma^{1/2}$ Supernovae im Weltall pro Elementarzeit, und folglich — da die Anzahl vorhandener Sterne $\sim \gamma^{1/2}$ ist — für jeden Stern eine „Übergangswahrscheinlichkeit“ $\sim \gamma^{-1}$ in den Supernovazustand (pro Elementarzeit); ferner eine mit $\sim \gamma$ gehende Gesamtstrahlungsproduktion, also proportional der kosmischen Masseproduktion.

Die (allerdings wohl nicht genau definierbare) obere Grenze der vorkommenden Energien von Höhenstrahlteilchen, ausgedrückt als Vielfaches von $m_0 c^2$ (oder $m_p c^2$) ist wiederum eine große Zahl, vielleicht in der Größenordnung $\gamma^{1/2}$. Daß tatsächlich die Härte der Höhenstrahlung mit zunehmendem Weltalter wächst, ist den besprochenen Vorstellungen nach plausibel.

1) Vgl. etwa A. Haas, Kosmologische Probleme der Physik. Leipzig 1934. Rostock, Physikalisches Institut.

Die magnetischen Eigenschaften ferromagnetischer Verunreinigungen in Nichteisenlegierungen

Von Hubert Schröder¹⁾

(Mit 13 Abbildungen)

Die Frage, ob Zustandsänderungen von Legierungen, vor allem Aushärtungsvorgänge, durch magnetische Felder beeinflußt werden, ist schon von verschiedenen Seiten, aber mit widersprechenden Resultaten²⁾, bearbeitet worden. Sie trat erneut bei Suszeptibilitätsmessungen auf, die wir an verschiedenen Nichteisenlegierungen durchführten, und schien hier zunächst in gewissen Fällen positiv beantwortet werden zu müssen. Da bei dem untersuchten Material Spuren von ferromagnetischen Eisenverunreinigungen unvermeidlich sind und diese wegen ihrer um viele Zehnerpotenzen höheren Magnetisierbarkeit oft erhebliche Beiträge zur Gesamtsuszeptibilität liefern können, war es zunächst unsicher, ob jene Feldeinflüsse sich auf das para- bzw. diamagnetische Grundmetall oder nur auf ferromagnetische Einschlüsse erstreckten. Aus den im folgenden beschriebenen Untersuchungen geht hervor, daß zweifellos das Eisen als die dafür maßgebende Ursache anzusehen ist.

Meßverfahren. Die Suszeptibilitätsmessungen wurden sämtlich an einer Gouyschen Waage vorgenommen³⁾. Die stabförmige Probe (Länge 12 cm, Durchmesser 0,3 cm) hängt so an einem Waagebalken, daß ihr unterer Teil in einem transversalen homogenen Magnetfeld sich befindet, während ihr oberes Ende in den durch einen Eisenmantel magnetisch abgeschirmten Raum ragt. Abb. 1 gibt die Feldverteilung in einem Vertikalschnitt von der Polmitte bis zum feldfreien Raum für drei verschiedene Erregungsstärken (Polabstand 0,7 cm). Bei stärkster Belastung des Magneten herrscht längs der Probe ein Feldstärkenunterschied von insgesamt etwa 27 000 Oe, wobei die größte Inhomogenität am Polrand etwa 15 000 Oe/cm erreicht. Die Empfindlichkeit der Waage beträgt 10^{-5} g/Skt. bei 20 g Belastung. Die Kompensation der magnetischen Kraft auf die

1) D 19.

2) Zusammenfassender Bericht in Metallwirtsch. 12. S. 210. 1933.

3) Genaue Beschreibung bei H. Auer, Ztschr. Metallkde. 28. S. 164. 1936.

im Feld hängende Probe geschieht dadurch, daß nach Auflegen bestimmter Gewichte auf die Waagschale der Strom des Elektromagneten bis zum Einspielen der Waage auf den Nullpunkt einreguliert wird; wenn jedoch bei einer Meßreihe konstantes Feld erforderlich oder die auftretende Kraft sehr klein ist, wird das Gleichgewicht durch den Strom einer über der Waage angebrachten Feldspule und zwei symmetrisch an den Waagegehängen befestigte Magnetchen hergestellt.

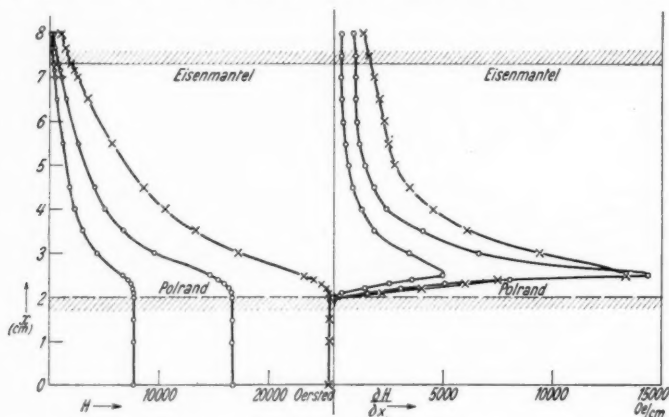


Abb. 1. Feldverteilung längs der Proben

Durch die Symmetrie der Anordnung wird gewährleistet, daß die Waage bei Erregung des Elektromagneten völlig unbeeinflusst bleibt; außerdem haben wir von Zeit zu Zeit sorgfältig geprüft, daß nicht durch ungleichmäßige Alterung der Magnetchen eine Störung auftrat.

Ausgangspunkt der Versuche. Bei genauen Messungen zeigte es sich nun, daß in manchen Fällen das nach Erregung des Feldes eingestellte Gleichgewicht der Waage nicht erhalten blieb, sondern daß sich die magnetische Kraft und damit die Suszeptibilität χ der Probe während der Feldwirkung zeitlich änderte. Die kleinste noch feststellbare derartige χ -Änderung ist für den einzelnen Meßpunkt $\Delta\chi = 0,0002 \cdot 10^{-6}$. Versuche zur Aufklärung dieser Magnetfeldeinflüsse zeigten, daß bei dem Gouyschen Meßverfahren zwei prinzipiell ganz verschiedene Änderungen der Magnetisierbarkeit zu beobachten sind, während die Probe sich im Feld befindet; der erste Fall ist auch äußerlich sichtbar dadurch gekennzeichnet, daß dabei eine gleichzeitige Drehung der ganzen Probe um ihre Längsachse stattfindet („Dreheffekt“); der zweite Fall dagegen ist von keinerlei makroskopisch wahrnehmbaren Veränderungen der Lage der Probe begleitet.

I. Magnetisierbarkeitsänderungen beim Dreheffekt

Qualitative Beobachtungen. Die Änderung der Suszeptibilität erfolgt immer nur in paramagnetischer Richtung. Nach Einschalten des Feldes zeigt die ins Gleichgewicht gebrachte Waage einen Ausschlag, der bei konstantem Feld den in Abb. 2 (Kurve 1) gezeichneten zeitlichen Verlauf hat. Dieser Ausschlag würde insgesamt einem $\Delta\chi = 0,006 \cdot 10^{-6}$ entsprechen (χ des Anfangswertes = $-0,1190 \cdot 10^{-6}$; Probe Zn + 1% Al). Die Zeiten, die zum Anstieg vom Anfangswert A

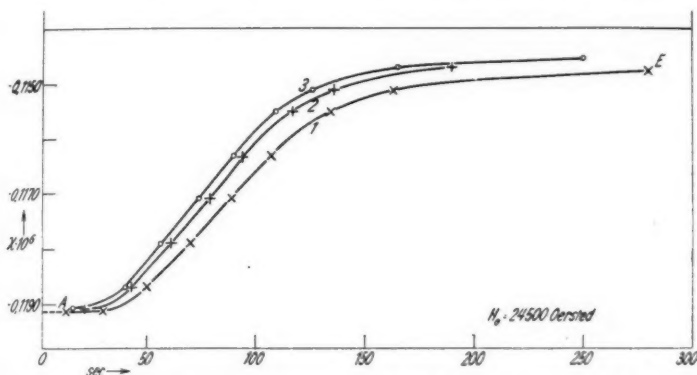


Abb. 2. Suszeptibilitätsverlauf beim „Dreheffekt“ (Probe: Zn + 1% Al)

auf den Endwert E benötigt werden, schwanken je nach der Aufhängung der Probe von einigen Sekunden bis zu mehreren Minuten. Beim Ausschalten des Feldes geht die Suszeptibilität stets wieder auf den alten Wert zurück; bei erneutem Erregen des Feldes beginnt die Kurve wieder im Punkt A . Bei öfterer Wiederholung bleibt jedoch der Endwert E nicht stets derselbe, sondern steigt in gewissen Fällen langsam an, während er gleichzeitig schneller erreicht wird (Kurven 2, 3 usw.).

Diese Erscheinung wurde verständlich durch die Beobachtung, daß die Suszeptibilitätsänderung im Feld mit einer gleichzeitigen Drehung der Probe um ihre Längsachse verbunden ist, die beim Ausschalten des Feldes durch die Direktionskraft des Aufhängedrahts rückgängig gemacht wird. Ein solches Verhalten kann durch dreierlei Ursachen begründet sein:

1. Es liegt eine im heterogenen Zustand befindliche Probe vor, deren beide Phasen in der Suszeptibilität erheblich abweichen und stark inhomogen über den Querschnitt verteilt sind; eine Überschlagerrechnung zeigt aber, daß die dabei mögliche Zunahme der Induktion

und somit der translatorischen Kraft viel zu klein wäre, um die beobachtete Wirkung auf die Waage hervorzubringen.

2. Da die Proben kreisrunden Querschnitt haben, könnte der Para- bzw. Diamagnetismus des Grundmetalls nur noch durch Anisotropie der Suszeptibilität Anlaß zur Drehung geben. Bei polykristallinem Material, um das es sich in unserem Fall stets handelt, scheidet jedoch auch diese Möglichkeit aus.

3. Die Drehung kann daher offenbar nur in der inhomogenen Einlagerung einer ferromagnetischen Phase — zweifellos von Eisen — begründet sein. Die gemessene Suszeptibilitätszunahme ist hiernach als zunehmende Magnetisierung des Eisens während der Drehung des Stabs aufzufassen; hieraus folgt, daß der Entmagnetisierungsfaktor der Einlagerung stark von der Magnetisierungsrichtung abhängen muß; d. h. in einem horizontalen Querschnitt der Probe kann die Begrenzung des Eiseneinschlusses nicht kreissymmetrisch sein, so daß man von einer „Eisenader“ sprechen kann, deren Richtung im Querschnitt durch die geometrische Schwerlinie der Eisenverteilung gegeben ist.

Die Trennung des para- und ferromagnetischen Anteils der Suszeptibilität erfolgt beim Gouyschen Verfahren durch Messung der Kraft bei verschiedenen Feldstärken. Bei Anwesenheit von gleichmäßig längs des Stabs verteilten Eisenverunreinigungen ist nämlich die gesamte translatorische Kraftwirkung auf einen Stab von der Masse m und der Länge l_0 , dessen Enden sich in den Feldstärken H_0 bzw. 0 befinden, gegeben durch

$$(1) \quad P = \frac{m}{2l_0}(\chi_\infty H_0^2 + \sigma H_0) \quad \text{oder} \quad \frac{P}{H_0^2} = \frac{m}{2l_0}\chi_\infty + \frac{m}{2l_0} \cdot \frac{\sigma}{H_0}.$$

Im $\frac{1}{H_0} - \frac{P}{H_0^2}$ -Diagramm (vgl. Abb. 3a) erhält man daher gerade Linien mit der Neigung σ nur, wenn σ , die ferromagnetische Magnetisierung pro Gramm, konstant (d. h. im Bereich der Sättigung) oder eine lineare Funktion von H_0 ist. Im letzteren Fall liefert aber die übliche Extrapolation der Geraden auf $\frac{1}{H_0} = 0$ nicht den paramagnetischen Anteil χ_∞ .

Da nun in unserm Fall die Magnetisierung des Eisens vom Azimut des Stabs (d. h. vom Winkel zwischen der Feldrichtung und einer im Stabquerschnitt festgelegten Richtung, z. B. der „Ader“) abhängt und die Endlage nach der Drehung wieder durch die Feldstärke bestimmt wird, ergibt sich selbst im Bereich der höchsten erzielbaren Felder noch eine starke Zunahme von σ mit H_0 . Abb. 3a zeigt die Feldabhängigkeit der Anfangs- und Endwerte einer Kurve

von Abb. 2, Abb. 3b die des χ -Unterschieds beider Werte. Die Geradlinigkeit beweist, daß $\sigma(H_0)$ innerhalb des Meßbereichs angenähert linear mit H_0 wächst. Ohne Beachtung einer eventuellen Drehung des Azimuts kann es daher vorkommen, daß man trotz geradliniger Feldabhängigkeitskurven auf erheblich falsche Absolutwerte extrapoliert. Dies ist insofern von Bedeutung, als bei den weitaus meisten Proben der von uns untersuchten Legierungen mehr oder minder starke Drehungen im Feld festgestellt werden. Zu genauen Absolutmessungen muß daher das Azimut der Proben so eingestellt werden, daß auch bei starken Feldern keine Drehung mehr auftritt.

Quantitative Messungen. Um auch quantitative Aussagen über den Vorgang machen zu können, wurde eine Aufhängevorrichtung für die Proben gebaut, die eine Messung der Drehung ermöglichte. Das Kupfergehänge, in das die Probe oben eingeschraubt wird, ist durch einen dickeren Kupferdraht fest mit einem Torsionskopf verbunden, der eine Einstellung des Azimuts auf $1-2^\circ$ genau zuläßt. Das ganze System hängt an einem 30 cm langen, 0,05 mm dicken Torsionsfaden aus Manganin; seine Direktionskraft (aus der Schwingungsdauer einer angehängten Scheibe von bekanntem Trägheitsmoment bestimmt) beträgt $\Phi = 0,0196$ dyncm/Grad. Die Ablesung der Drehung erfolgt an einer zur Aufhängung konzentrischen Kreisskala von 1 m Umfang über einen Spiegel, der am unteren Ende des Torsionsfadens angesetzt ist; sie kann bei sorgfältiger Vermeidung von Störungen durch Luftströmungen mit einer Genauigkeit von $0,03-0,05^\circ$ vorgenommen werden.

Nach unseren früheren Schlüssen kann man nun das inhomogen verteilte Eisen mit den verschiedenen Einzelmomenten für die Rechnung durch eine zusammenhängende Eisenader ersetzen und ihr das magnetische Moment $\mathfrak{M} = \mathfrak{M}(H, \vartheta)$ zuschreiben; ϑ sei der Winkel zwischen der Achse der Ader und der Feldrichtung nach erfolgter Drehung im Feld, ϑ_0 der entsprechende Winkel vor Ein-

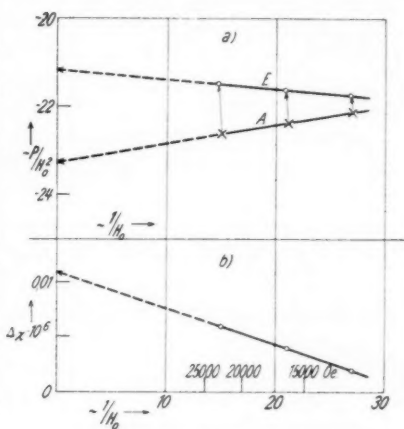


Abb. 3. Feldabhängigkeit der χ -Änderung von Abb. 2:

- a) für die Anfangs- und Endwerte
b) für die maximalen χ -Differenzen

von M in die Feldrichtung, der gleichmäßige Gang von σ auf den senkrecht zur Feldrichtung gültigen Wert hin gestört wird.

Schwieriger ist die Abhängigkeit von der Feldstärke zu ermitteln, sofern man sich nicht mit der Angabe der relativen Änderung ihres Betrags begnügt. Denn der tatsächlich für die Drehung maßgebende Wert von H stimmt mit dem zwischen den Magnetpolen gemessenen Wert H_0 nur so lange überein, als die Eisenader im homogenen Feldbereich der Pole liegt. Da aber in diesem Gebiet die translatorische Kraft Null ist und eine Änderung der Magnetisierung bei der Drehung daher die Waage ungestört ließe, sieht man, daß bei allen Drehungen, die mit einer χ -Änderung verknüpft sind, der Ort der Eiseneinlagerung im inhomogenen Feldbereich liegen muß. Aus der Verteilung des Feldes längs der Probe (Abb. 1) geht nun hervor, daß der stärkste Gradient in unmittelbarer Nähe des unteren homogenen Feldgebiets liegt; dies gibt die Möglichkeit, wenigstens in einfacheren Fällen den Ort einzelner Eisenverunreinigungen der Probe festzustellen. Ändert man nämlich die Lage der Probe durch Heben oder Senken (wobei ihre Enden die homogenen Feldbereiche nicht verlassen dürfen), so wird die translatorische Kraft ein steiles Maximum durchlaufen, wenn gerade eine Eiseneinlagerung durch die Stelle des maximalen Gradienten bewegt wird. Hat die Einlagerung ferner eine derartige geometrische Anordnung, daß infolge Entmagnetisierung eine Abweichung zwischen Feld- und Momentrichtung auftritt, so wird gleichzeitig die dadurch bewirkte Drehung im Feld beim Senken der Probe ansteigen und bei Eintritt des Eisens in das homogene Feldgebiet einen konstanten Wert annehmen. Für die Praxis haben jedoch beide Verfahren nur beschränkte Anwendbarkeit. Das erstere ist außer gegen das Eisen vor allem empfindlich gegenüber Ungleichmäßigkeiten des Grundmetalls, die hauptsächlich bei gegossenem Material leicht Fehlerquellen bilden können; die zweite Methode wird häufig dadurch unsicher, daß eine größere Zahl von Adern verschiedener Höhe und Richtung eine genaue Höhenbestimmung der für die untersuchte Drehung maßgeblichen Ader und damit der zugehörigen Feldstärke unmöglich macht¹⁾. Die relativen Änderungen von H können dagegen unmittelbar aus den Feldverteilungskurven Abb. 1 abgelesen werden.

Die Abb. 6 und 7 zeigen für die Probe von Abb. 2 ($Zn + 1\%$ Al) bei zwei verschiedenen Feldstärken Messungen der Drehung $\vartheta - \vartheta_0$ sowie der Magnetisierung σ in Abhängigkeit vom eingestellten Azimut.

1) Diese Unsicherheit könnte jedoch offenbar weitgehend durch eine geeignete Form der Polschuhe herabgesetzt werden, bei der der gesamte Feldabfall auf eine möglichst kurze Strecke zusammengedrängt wird.

Abb. 5 veranschaulicht die Einstellung von Torsionskopf $T(\vartheta_0)$, Probe (ϑ) und Magnetisierungsrichtung (ϑ_m) für einige charakteristische Punkte von Abb. 6. Sinngemäß ist in Abb. 6 die Drehung $\vartheta - \vartheta_0$, die ein Maß für das Drehmoment in der Ausgangslage darstellt, als Funktion von ϑ_0 aufgetragen, σ dagegen, das jeweils in der Endlage gemessen ist, als Funktion von ϑ . Ferner enthält Abb. 6 den aus den gemessenen Kurven berechneten Verlauf des Winkels ϑ_m . Seine Bestimmung wird durch das Ergebnis vereinfacht, daß $\vartheta - \vartheta_0 = f(\vartheta_0)$ in einem weiten Bereich geradlinig

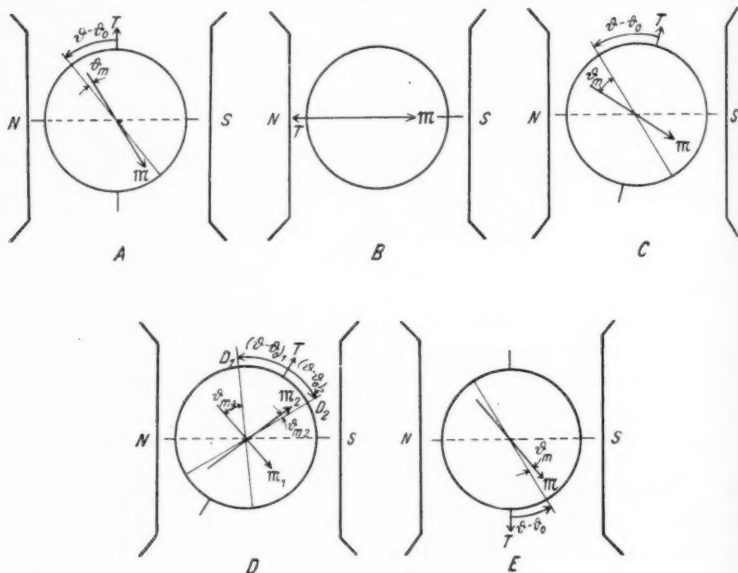


Abb. 5. Veranschaulichung einiger Meßpunkte von Abb. 6

verläuft und auch seine Nullstellen mit konstanter Neigung durchsetzt¹⁾. Man kann daher für diesen Winkelbereich schreiben:

$$(5) \quad \vartheta_0 - \vartheta = \frac{\lambda}{\Phi} (\sigma - \sigma') H \operatorname{tg} (\vartheta - \vartheta_m) = a + b \vartheta_0 = \frac{a + b \vartheta}{1 - b}.$$

Hieraus folgt für die Verhältniszahl λ :

$$\lambda = \lim_{\vartheta = \vartheta_m} \frac{\Phi (a + b \vartheta)}{a H (1 - b) (\sigma - \sigma') \operatorname{tg} (\vartheta - \vartheta_m)}.$$

1) Dies gilt auch in den Fällen, wo die Nullstelle nicht genau an den Quadrantengrenzen liegt (z. B. Punkt N in Abb. 6).

Eine eingehendere Prüfung zeigt, daß $\vartheta_m = F(\vartheta)$ die Stelle $\vartheta = -\frac{a}{b}$ mit horizontaler Tangente durchsetzen muß; damit ist eine einfache Berechnung des Grenzwerts λ möglich, aus welcher sich ergibt:

$$(6) \quad \lambda = \frac{360}{2\pi} \cdot \frac{\Phi \cdot b}{H(1-b)(\sigma_{\max.} - \sigma')}$$

und

$$(7) \quad \operatorname{tg}(\vartheta - \vartheta_m) = \frac{\pi(\vartheta - \vartheta_0)(\sigma_{\max.} - \sigma')(1-b)}{180(\sigma - \sigma') \cdot b}.$$

Aus der Kenntnis von ϑ_m gewinnt man schließlich nach Gl. (3) die Azimutabhängigkeit des Betrags von \mathfrak{M} (bis auf den Faktor λ), die ebenfalls in Abb. 6 als Funktion von ϑ eingezeichnet ist.

Bei dem Versuch von Abb. 6 ($H_0 = 24500$ Oe) wurde die Messung im Punkt A bei $\vartheta_0 = 90^\circ$ begonnen (nachdem die Probe vorher zur Feststellung der Aderrichtung auf drehungsfreies Azimut [$\vartheta_0 = 0$] eingestellt war), und zunächst bis $\vartheta_0 = 0$ (Punkt B), dann zurück über C und D bis $\vartheta_0 = 270^\circ$ (Punkt E) durchgeführt (vgl. Abb. 5). Für σ gelten dabei die einfach gestrichenen, für ϑ_m die zweifach gestrichenen Punkte. Die Kurven zeigen nun folgende Eigentümlichkeiten:

1. Die absolute Höhe der Ordinaten der ϑ_m -Kurven hängt, wie aus Gl. (7) ersichtlich, von dem Absolutbetrag des Winkels ϑ und damit auch von ϑ_0 ab. Der Nullpunkt desselben, der durch drehungsfreies Azimut bestimmt wird, ist aber mit gewisser Willkür festgelegt, da dieses Azimut, wie die Abb. 6 und 7 zeigen, keine zweizählige Symmetrie besitzt. Es erklärt sich daher das zunächst unverständliche Auftreten der negativen ϑ_m -Werte zwischen A'' und B'' durch die anfangs getroffene Nullpunktswahl von ϑ_0 ; eine Verschiebung dieses Nullpunkts nach rechts würde eine gleichgroße Verschiebung der ϑ_m -Kurve nach oben ergeben.

2. Sowohl die Drehung wie die Magnetisierung verlaufen für die Hin- und Rückdrehung im ersten Quadranten verschieden (A-B bzw. B-C), indem die Magnetisierung starke Hysterese zeigt. Diese ist jedoch durch gewöhnliche Remanenz nicht zu deuten, da ja zu Beginn der Meßreihe schon in der Aderrichtung vormagnetisiert wurde.

3. Wider Erwarten entsprechen dabei den vergrößerten σ -Werten B'-C' die verkleinerten Drehungen B-C. Dies erklärt sich aus dem starken Anstieg des Winkels ϑ_m in diesem Gebiet, d. h. aus dem Zurückbleiben der Magnetisierungsrichtung hinter der weitergedrehten Aderachse. Diese läßt sich daher sogar 16° über die Quadrantengrenze hinausdrehen (Punkt C), ohne daß ein Umklappen zur entgegengesetzten Drehung erfolgt. Dazu kommt es erst bei der

Abszisse $D(\vartheta_0 = 115^\circ)$, wo jedoch auch noch eine positive Drehung dadurch zu erreichen war, daß das Azimut ϑ der Probe bis zum Einschalten des Feldes im ersten Quadranten festgehalten wurde.

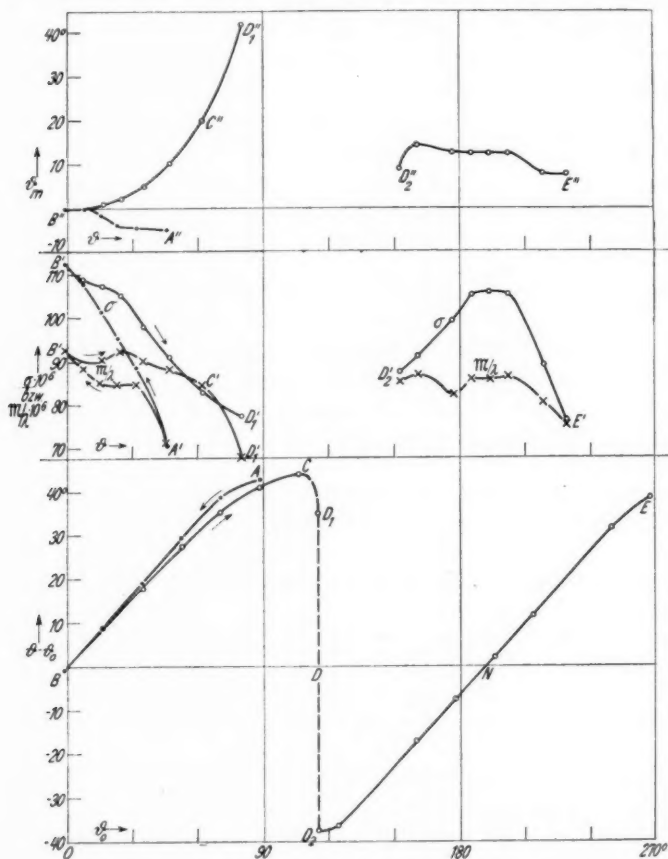


Abb. 6. Azimutabhängigkeit der Drehung und Magnetisierung bei starkem Feld ($H_0 = 24500$ Oe)

So konnte der Punkt D_1 gemessen werden, bei selbständiger Drehung dagegen nur D_2 .

4. Auffallend ist, daß nach dem Übergang zu den negativen Drehungen im zweiten Quadranten der im ersten Quadranten ausgebildete Winkel ϑ_m nur teilweise zurückklappt und anfangs sogar nochmals ansteigt, ferner der weitere Rückgang dieses Winkels im

dritten Quadranten ($N - E$), wo gerade das Gegenteil zu erwarten wäre. Die Änderungen von ϑ_m beim Durchlaufen des Azimuts sind also offenbar teilweise irreversibel.

Diese unerwarteten Ergebnisse ließen es daher fraglich erscheinen, ob bei einem neuen Durchlaufen des ganzen Zyklus über-

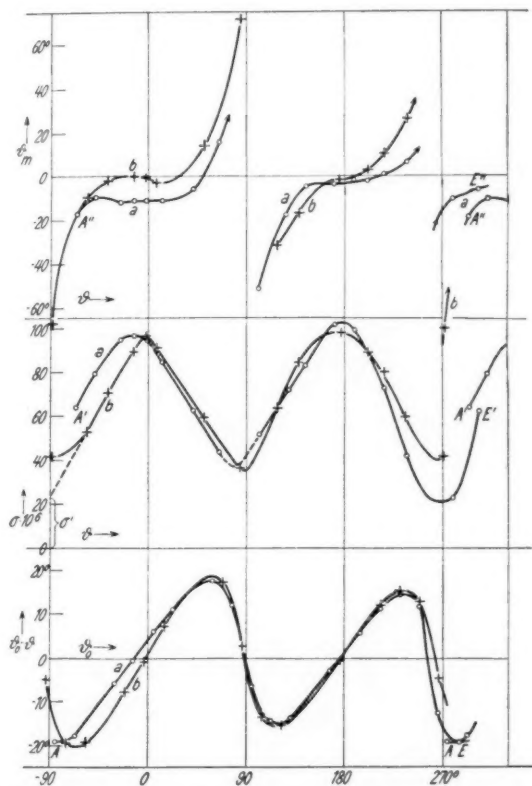


Abb. 7. Azimutabhängigkeit der Drehung und Magnetisierung bei mittlerer Feldstärke ($H_0 = 17000$ Oe). A Anfangs-, E Endpunkt der Meßreihe a

haupt wieder die gleichen Werte auftreten, die beim ersten Durchlaufen gemessen wurden. Schon Abb. 2 hatte gezeigt, daß bereits bei öfterer Wiederholung ein und derselben Stabdrehung im Feld Magnetisierungsänderungen der Richtung oder der Größe nach beobachtet werden können. Tatsächlich lassen die beiden Meßreihen a und b, Abb. 7, nun auch die Veränderlichkeit des ganzen Kurvenzugs

erkennen. Sie sind mit der gleichen Probe bei $H_0 = 17000$ Oe im Abstand von 2 Tagen aufgenommen, ohne daß inzwischen etwas an der Aufhängung der Probe geändert wurde. Die einzelnen Kurven, sowohl für die Drehung als für die Wägung, sind zum Teil nach Durchlaufen des ganzen Azimuts schon in sich nicht geschlossen und weichen in einem Maß voneinander ab, das weit über die Meßgenauigkeit des Azimuts hinausgeht; insbesondere lassen sich auch die beiden ϑ_m -Kurven durch bloße Verschiebung der Koordinaten nicht zur Deckung bringen. Dies läßt sich aber offenbar nur dadurch erklären, daß in der Zwischenzeit zwischen den beiden Meßreihen eine Umlagerung, vielleicht auch Ausscheidung bzw. Auflösung von ferromagnetischen Bereichen stattgefunden haben muß. Das ist insofern merkwürdig, als die Messungen 7 Monate nach dem Homogenisieren und Abschrecken der Probe gemacht sind, also zu einer Zeit, in der sowohl die Al- wie die Fe-Ausscheidung praktisch längst beendet ist¹⁾. Es tritt daher hier die Frage auf, ob die Unterschiede der Kurven nicht vielleicht durch eine Einwirkung längerdauernder starker magnetischer Felder auf die magnetischen Eigenschaften der Eisenverunreinigungen zustande kommen. So würde sich auch in Abb. 2 der langsame Übergang der Kurven 1—3 ineinander erklären. Die eingehendere Prüfung dieser Frage durch die in Abschn. II zu beschreibenden Versuche scheint diese Vermutung vollauf zu bestätigen.

Auch die Unsymmetrie der Nullstellen (Azimutunterschied $\neq 180^\circ$) bei den Drehungskurven, die in Abb. 7 auch bei geschlossenem Kurvenzug (Kurve *b*) auftritt, scheint durch die große Zeitdauer des Meßverfahrens und den dabei in komplizierter Weise ausgebildeten Winkel ϑ_m begründet zu sein. Mißt man nämlich die Nullstellen unmittelbar nacheinander, etwa einfach durch Umpolen des Feldes, so bleiben nur viel geringere Unsymmetrien bestehen. Letztere sind offenbar dadurch zu erklären, daß die untersuchte Ader aus mehreren winkelfverschobenen Teiladern sich zusammensetzt, die beim Umpolen des Feldes eine geänderte Resultante der Magnetisierung ergeben. Das ist aber nur dann möglich, wenn die am Ort der Adern wirksame Feldstärke wenigstens für eine derselben innerhalb der Verzweigungspunkte ihrer Hysteresisschleife liegt, denn nur in diesem Fall ist die prozentuale Verteilung der Magnetisierung auf die einzelnen Adern gegenüber dem Zustand vor dem Umpolen geändert. Die Größe dieses Feldes, die sich nach dem oben geschilderten Verfahren hier wenigstens abschätzen ließ, beträgt an

1) H. Auer u. K. E. Mann, Ztschr. Metallkde. 28. S. 323. 1936.

jener Stelle aber mehrere tausend Oe, d. h. neben starker Entmagnetisierung muß auch die Koerzitivkraft der Eisenadern außerordentlich hoch sein, damit die beobachteten Unterschiede der Magnetisierung beim Umpolen zustande kommen können.

Aufnahme der Hysteresisschleife durch Drehung. Wir haben versucht, aus den Drehungen der Proben in einem homogenen Feld direkte Aussagen über die Gestalt der Hysteresisschleife zu gewinnen. Es wurde zu diesem Zweck ein Elektromagnet von der Form eines stehenden, der Mantellinie nach geschlitzten Zylinders verwendet, der — nach Angabe von Prof. Gerlach gebaut — bei einer Polschuhgröße von 25×2 cm und 1 cm Polabstand ein homogenes Transversalfeld von 10000 Oe lieferte. Die in diesem Feld hängende Probe wird zunächst in der Richtung der Ader bis zur Sättigung magnetisiert, dann nach Ausschalten des Feldes um 90° gedreht, worauf bei einem konstanten Feld, dessen Stärke weit unter der Koerzitivkraft der Eisenader liegt, die Drehung gemessen wird. Diese ist hinreichend klein, so daß sie proportional dem

Drehmoment und damit der remanenten Magnetisierung σ_R gesetzt werden kann. Magnetisiert man nun die Probe wieder in der alten Lage allmählich durch ein Gegenfeld zunehmender Stärke um und mißt dabei jedesmal nach Schwenkung um 90° bei konstantem Feld die Drehung, so ergibt diese als Funktion des Gegenfeldes eine Hysteresisschleife, die sich von der normalen nur durch das Fehlen der im äußeren Feld stattfindenden Drehprozesse unterscheidet. Der Unterschied verschwindet jedoch für die Remanenz und beein-

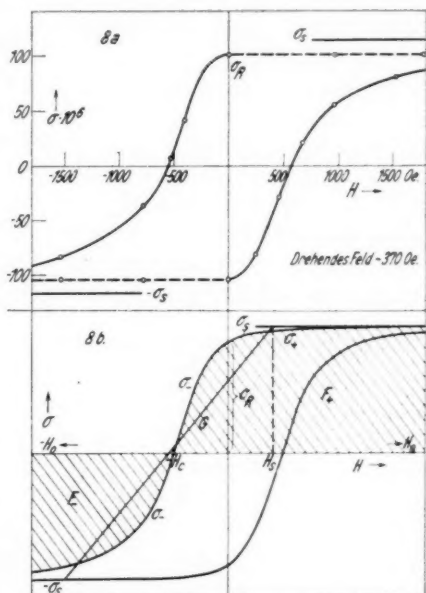


Abb. 8a. Hysteresiskurven von Eisenverunreinigungen, aufgenommen durch Drehung im homogenen Feld
Abb. 8b. Zur Bestimmung der Koerzitivkraft durch Umpolen des Feldes (S. 89)

flußt auch die Koerzitivkraft nur in geringem Maße, da die Schleife im allgemeinen in diesem Punkt die steilste Neigung hat. Jedemfalls wird die so erhaltene Koerzitivkraft größer als die nach den üblichen Methoden unter der Einwirkung des äußeren Koerzitivfeldes gemessene sein. Abb. 8a zeigt eine nach diesem Verfahren aufgenommene Schleife für die Probe von Abb. 6 und 7, aus der ein Wert von 570 Oe für die Koerzitivkraft abzulesen ist. Die hier gleichfalls eingetragenen Sättigungswerte σ_s sind mit der Gouyschen Waage bestimmt und liegen nur wenig über der Remanenz σ_R).

In Abschn. II wird von einem zweiten Verfahren die Rede sein, das unter noch übersichtlicheren Verhältnissen bei genügend hohem Eisengehalt ebenfalls eine Bestimmung der Koerzitivkraft ermöglicht; die danach angestellten Vergleichsmessungen ergaben, daß die aus der Drehung im homogenen Feld ermittelten Werte der Koerzitivkraft rund 15% zu hoch sein dürften, was mit obiger Anschauung gut übereinstimmt. Der Grund für das Auftreten der großen magnetischen Härte liegt offenbar in der feinen Verteilung und den starken inneren Spannungen des eingelagerten Eisens.

II. Magnetisierbarkeitsänderungen ohne Drehung der Probe

Beobachtungen bei Zustandsänderungen von Zn-Al-Legierungen. Die zweite Gruppe der zeitlichen Suszeptibilitätsänderungen im Feld wurde ursprünglich bei folgendem Versuch beobachtet: Läßt man während einer Zustandsänderung, die sich in einer Änderung der Magnetisierbarkeit äußert, längere Zeit ein starkes magnetisches Feld auf die Probe einwirken, so ist bei gewissen Legierungen ein Einfluß des Feldes auf die Geschwindigkeit der Zustandsänderung zu beobachten. Dieser Effekt ist unabhängig von Drehungen und auch dann möglich, wenn man deren Auftreten ganz vermeidet. Ein wichtiger Unterschied gegenüber dem Dreheffekt liegt ferner darin, daß die während der Feldwirkung eingetretene Suszeptibilitätsänderung nicht (oder wenigstens nicht unmittelbar) nach Ausschalten des Feldes rückgängig gemacht wird.

Bei diesen Messungen waren die Proben zunächst einfach während der magnetischen Messung einer Zustandsänderung auch in den Zwischenzeiten zwischen den einzelnen Meßpunkten abwechselnd einem starken Feld des Magneten der Meßapparatur ausgesetzt.

1) Dieser Befund einer relativ großen Remanenz (80—90% der Sättigung) hat sich auch bei anderen Proben ergeben; jedoch steht ein sicherer Beweis über die Zuverlässigkeit der aus der Gouyschen Messung berechneten Absolutwerte von σ_s noch aus. Vgl. dazu E. Vogt, Ann. d. Phys. [5] 14. S. 6. 1932.

Für Proben von Zn-Al-Legierungen erhielt man dabei Kurven, wie sie in Abb. 9 dargestellt sind. Die Meßpunkte sind bei konstantem Feld aufgenommen, in der aufgetragenen Suszeptibilität ist also auch der jeweilige ferromagnetische Anteil enthalten, der eine geringe Erhöhung gegenüber dem paramagnetischen Wert χ_{∞} bewirkt. Die Kurven *a* und *b* beziehen sich auf die Zustandsänderungen zweier Proben von Zn + 30% Al nach dem Homogenisieren und Abschrecken; der Zerfall des β -Mischkristalls äußert sich dabei magnetisch in einer anfänglich raschen Abnahme der Suszeptibilität, der nach 3–4 Std. ein langsamerer Wiederanstieg folgt. Die

Dauerfeldbeanspruchung, deren Zeiten in den Kurven durch Häkchen gekennzeichnet sind, zeigt nun bei den einzelnen Meßreihen verschiedene Ergebnisse: in einigen Fällen (Kurve *a*) erfolgt der χ -Anstieg bei eingeschaltetem Feld stets schneller als ohne Feld, d. h. der β -Zerfall scheint beschleunigt zu werden; in anderen Fällen, manchmal sogar bei ein- und derselben Probe in derselben Meßreihe, verläuft der Effekt im umgekehrten Sinn (Kurve *b*), wobei nach der magnetischen Behandlung deutlich eine „Erholung“ der Probe zu sehen ist, indem die Suszeptibilität nun beschleunigt auf den Normalwert bei feldfreier Zustandsänderung steigt. Kurve *c* zeigt schließlich, daß bei diesem Effekt sogar eine Umkehr in der Richtung der Suszeptibilitätsänderung auftreten kann (Probe Zn + 25% Al).

Die beiden Arten dieses Feldeinflusses wurden, zwar in geringerem Maße, also beobachtet, wenn die Proben genügend lange Zeit einem homogenen Feld ausgesetzt waren. Der hierzu verwendete Magnet wurde bereits am Schluß von Abschn. I beschrieben.

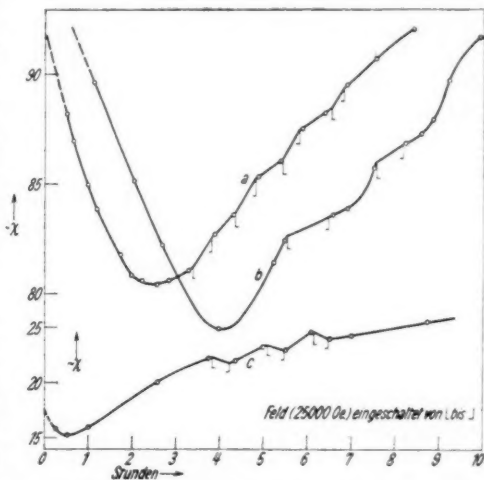


Abb. 9. Feldwirkung bei Zustandsänderungen von Zn-Al-Legierungen:

- | | | |
|------|-------------------------------|--------|
| a: } | Zn + 30% Al, abgeschreckt von | { 390° |
| b: } | | { 420° |
| c: } | Zn + 25% Al, „ „ | { 340° |

Auch hier schien die Zustandsänderung bei einigen Versuchen beschleunigt, bei anderen verzögert zu werden, ohne daß sich Anhaltspunkte für die Ursachen entnehmen ließen, die den Effekt in dem einen oder anderen Sinn entscheiden.

Im Zusammenhang mit den Ergebnissen der Dreheffektmessungen liegt es zwar von vornherein nahe, die jeweiligen Differenzen gegenüber dem feldfreien Anstieg wieder als durch das Feld bewirkte Änderungen der ferromagnetischen Magnetisierung σ zu deuten. Diese Annahme hat sich auch durch die weiteren Versuche bestätigt. Zunächst zeigte sich, daß nach der magnetischen Behandlung kein Unterschied in dem Absolutwert χ_{∞} festzustellen war, wenn die Probe mit dem umgekehrten Ende im Feld hängend gemessen wurde, d. h. der feldausgesetzte Teil der Probe war gegenüber dem abgeschirmten Teil hinsichtlich seiner paramagnetischen Eigenschaften ungeändert. Ferner konnte an Proben mit genügend großem Dreheffekt beobachtet werden, daß die Momente der Eisenadern sich parallel zum Gang der magnetischen Beeinflussung von χ verhielten, wenn die Aderrichtung während der Dauerfeldbeanspruchung in der Feldrichtung festgehalten war, zur Messung des Drehmoments dagegen um einen bestimmten Winkel aus dieser Richtung gedreht wurde.

Untersuchungen an eisenhaltigem Messing. Zur weiteren Klärung des Effekts handelte es sich also darum, ein Material zu finden, das einen möglichst hohen, für die Meßmethode noch zulässigen Gehalt an freiem Eisen ($\leq 0,01\%$) enthielt. Als besonders gut geeignet erwies sich technisches Messing. Die chemische Analyse ergab bei den untersuchten Proben die Zusammensetzung $\text{Cu} + 45,5\% \text{Zn}$; es handelt sich also um β -Messing, bei dem bekanntlich bei Temperaturen unter 470° eine geordnete Verteilung oder Einstellung der unsymmetrischen Zn-Atome festgestellt ist¹⁾.

Wie wir durch Temperaturbehandlungsversuche festgestellt haben, hat man bei diesem Messing auch die Möglichkeit, durch kurzzeitiges Glühen bei $\sim 850^{\circ}$ und Abschrecken das Eisen in nahezu beliebiger Menge zu lösen, ohne daß es sich bei Zimmertemperatur wieder ausscheidet, oder aber durch Tempern bei tieferen Temperaturen (500 — 800°) eine weitere Ausscheidung herbeizuführen. Das Eisen scheint im Messing sehr gleichmäßig verteilt zu sein, da „Adern“, die durch besondere geometrische Anordnung des Eisens festgelegt sind, nur selten beobachtet werden. Wenn

1) G. Tammann u. O. Heusler, *Ztschr. anorg. u. allg. Chem.* **158**. S. 349. 1926; C. H. Johansson, *Ann. d. Phys.* **84**. S. 976. 1927.

trotzdem in manchen Fällen Drehungen im Feld auftreten, so beruht dies vielmehr wohl meistens auf Remanenz einer vorher in anderer Richtung erzeugten Magnetisierung [einer Erscheinung, die als „drehende Hysteresis“¹⁾ bekannt ist]; durch genügend hohe Felder können solche Drehungen gewöhnlich augenblicklich beseitigt werden²⁾.

An diesen Messingproben ließen sich die Suszeptibilitätsänderungen im Feld in voller Deutlichkeit isoliert messen. Wegen der Größe des Effekts war es hier auch möglich, für die einzelnen Abschnitte der χ -Änderung die Feldabhängigkeit von χ aufzunehmen. In Abb. 10 gibt Kurve *a* den Ausgangszustand einer Probe, *b* den Zustand nach $\frac{1}{2}$ stündiger Wirkung eines Feldes von 25000 Oe auf den unverändert an der Waage hängenden Stab, *c* die Messung nach 14stündiger „Erholung“ ohne Feld. Die Extrapolation der Kurven auf

$\frac{1}{H_0} = 0$ führt für jeden der drei Zustände zu demselben Wert χ_∞ , der deutlichste Beweis dafür, daß lediglich das Eisen, unabhängig

von Zustandsänderungen des Grundmetalls, von der Feldwirkung betroffen wird. Dies wurde durch wiederholte Kontrollen auch für alle übrigen Messungen am Messing bestätigt. So war es möglich, die zeitlichen Änderungen von σ , die, wie wir sehen werden, in größerem Ausmaß erst durch höhere Dauerfelder bewirkt werden, bei konstanter kleiner Feldstärke aufzunehmen.

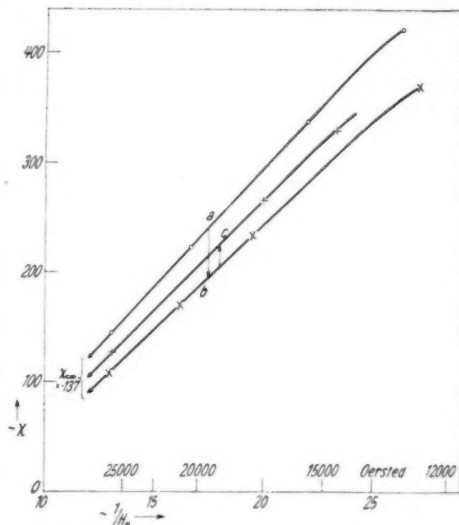


Abb. 10. Feldabhängigkeit der Suszeptibilität von Messing vor und nach einer Dauerfeldwirkung

1) R. Gans u. R. Loyarte, Arch. f. Elektrot. 3. S. 139. 1915.

2) Diese drehende Remanenz läßt sich natürlich auch umgekehrt zu einem außerordentlich empfindlichen Nachweis geringster Eisenspuren verwenden. Vgl. F. W. Konstant u. J. Formwalt, Phys. Rev. 53. S. 432. 1938.

Abb. 11a zeigt zunächst für eine Messingprobe den Verlauf von σ bei dauernder Wirkung von Feldern verschiedener Stärke, die gleichzeitig als Meßfelder dienten. $\Delta\sigma$ ist dabei aus der gemessenen Änderung ΔP der Kraft nach Gl. (1)

berechnet, und zwar ist

$$\Delta\sigma = \frac{2 l_0 \Delta P}{m H_0},$$

solange die Feldabhängigkeitskurve (Abb. 10) geradlinig verläuft, d. h. σ im Bereich der Sättigung liegt; für kleine Felder ist H_0 durch ein Korrektionsglied zu verkleinern, das sich aus der jeweiligen Krümmung ergibt. Trotz der Verschiedenheit der einzelnen Abschnitte zeigen alle Kurven von Abb. 11a den gleichen Typ: Nach einer gewissen „Anlaufzeit“, in der bei hohen Feldern mitunter auch anfangs ein geringer σ -Anstieg zu beobachten ist, folgt die beschleunigte σ -Abnahme bis zum Einmünden in einem konstanten Endwert E , vor

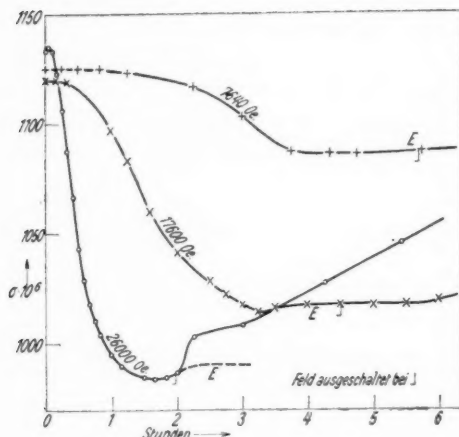


Abb. 11a. Zeitlicher Verlauf von σ bei Dauerfeldwirkung

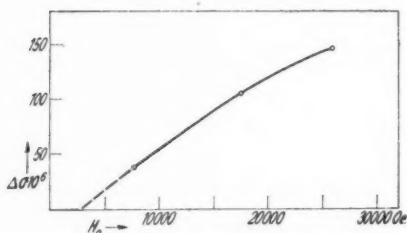


Abb. 11b. Feldabhängigkeit der Gesamtabnahme von σ im Dauerfeld

dem häufig noch ein flaches Minimum durchlaufen wird. Dabei erweist sich nicht nur die Geschwindigkeit, sondern auch die Gesamtwirkung des Prozesses in hohem Maß von der Feldstärke abhängig, was durch Abb. 11b noch besonders verdeutlicht wird. Die „Anregungsschwelle“, unterhalb der das Magnetfeld überhaupt unwirksam bleibt, ist nach dieser Kurve auf etwa 3000 Oe zu extrapolieren. Dabei ist noch zu berücksichtigen, daß die wahre wirksame Feldstärke im wesentlichen durch die am Ort des größten Gradienten herrschende gegeben ist, wo die maximale Kraftwirkung auftritt; die Feldstärkenwerte in Abb. 11 sind also zur Reduktion

au
be
we
Mi

wer
Pro
der
bis

dur
für
auch
der
allg
star
man
Stab
dung
und
dure
reini
 σ -Sp
Hyst
ziehe
von
allge

(8)

(wobe
Fall
dem
obere
negati
Differ

(9)

d. h. g
H-Ach

auf die effektiven um etwa 10% zu erniedrigen. Die größten bisher beobachteten σ -Änderungen betragen rund 15% des Ausgangswertes und entsprechen dabei einer Kraftänderung von mehreren Milligramm.

Schaltet man das Feld nach Erreichen des konstanten σ -Endwertes ab (in Abb. 11a durch Häkchen angedeutet), so beginnt die Probe sich nach einer Zeit zu erholen, die um so kürzer ist, je tiefer der σ -Wert liegt, je stärker also das erregende Feld war; nach ein bis zwei Tagen wird wieder der Ausgangszustand erreicht.

Einfluß der Feldrichtung und Bestimmung der Koerzitivkraft durch Umpolen. Die Richtung des Feldes scheint in allen Fällen für den zeitlichen Verlauf von σ gleichgültig zu sein. So bleibt auch nach Erreichen des Minimums von σ beim Umpolen des Feldes der konstante Endwert bestehen. Dagegen erhält man jedoch ganz allgemein beim Umpolen, wenn die Probe vorher einem genügend starken Feld ausgesetzt war, zunächst einen kleineren σ -Wert, falls man bei nicht zu hohen Feldern mißt; gleichzeitig dreht sich der Stab meist ein wenig aus seiner Lage heraus. Erst durch Anwendung eines sehr starken Feldes springt σ auf den früheren Wert und verschwindet die Drehung. Dieser Effekt wird offenbar wieder durch die Eigenschaften der Magnetisierungskurve der Eisenverunreinigungen bedingt. Wir können daher aus dem Verhältnis des σ -Sprungs zum Gesamtbetrag von σ Schlüsse auf die Gestalt der Hysteresisschleife und insbesondere auf die Größe der Koerzitivkraft ziehen. Ist nämlich σ keine Konstante, so haben wir an Stelle von Gl. (1) für den ferromagnetischen Anteil der Gouyschen Kraft allgemein zu schreiben:

$$(8) \quad P = \int_0^{l_0} \sigma(H) \frac{dH}{dx} dx = \int_0^{H_0} \sigma(H) dH,$$

(wobei vom Dimensionsfaktor m/l_0 hier abgesehen ist). In unserm Fall ist (vgl. Abb. 8b) nach starkem Vormagnetisieren der Probe vor dem Umpolen des Feldes der von $H = 0$ bis $H = +H_0$ reichende obere Teil σ_+ der Schleife maßgebend, nach dem Umpolen der für negative Felder von 0 bis $-H_0$ anschließende Teil σ_- . Die Differenz der Kraft beim Umpolen ist also

$$(9) \quad \Delta P = P_+ - P_- = \int_0^{+H_0} \sigma_+ dH - \left(\int_{-H_0}^{-H_c} \sigma_- dH - \int_{-H_c}^0 \sigma_- dH \right),$$

(H_c = Koerzitivkraft)

d. h. gleich dem Unterschied der Flächen F_+ und F_- , die von der H -Achse und dem linken Schleifenast einerseits zwischen $-H_c$

und $+H_0$, andererseits zwischen $-H_c$ und $-H_0$ begrenzt werden (schraffiert in Abb. 8b).

Um nun diese allgemeine Beziehung auswerten zu können, sei der weiteren Rechnung eine vereinfachte Form der Hysteresisschleife zugrunde gelegt. Wir gehen von der in Abschn. I (Abb. 8a) erhaltenen Schleife aus, die, auf die „Normalform“ gebracht, etwa die Gestalt der Kurve von Abb. 8b haben möge, und ersetzen den linken Kurvenzweig durch eine Gerade G , die oben und unten durch die Sättigungswerte σ_s bzw. $-\sigma_s$ begrenzt sei und so liegen soll, daß 1. die Flächen F_+ und F_- je um gleiche Beträge geändert werden, 2. gleichzeitig ihr Schnittpunkt mit der H -Achse möglichst nahe am Punkt $-H_c$ liegt. Diese beiden Bedingungen sind bei einheitlichen Schleifen im allgemeinen ganz oder bis auf geringe Differenzen erfüllbar. Damit ergibt sich einfach

$$(10) \quad \Delta P = -2 |H_c| \sigma_s,$$

und ferner, wenn wir die Abszisse, bei der G die Sättigung σ_s erreicht, mit H_s bezeichnen:

$$(11) \quad P_+ = \sigma_s \left(H_0 - \frac{H_s^2}{2(H_s + |H_c|)} \right).$$

Da in der gewählten Näherung H_s klein gegen H_0 ist, können wir das zweite Glied in der Klammer gegen das erste vernachlässigen (was wieder dem Ansatz von Gl. (1) entspricht), und erhalten schließlich:

$$(12) \quad \frac{\Delta P}{P_+} \approx - \frac{2 |H_c|}{H_0},$$

wie bei ideal rechteckiger Hysteresisschleife. Der Fehler wird dabei offenbar um so kleiner, je größer das umzupolende Feld H_0 gewählt wird. Voraussetzung ist natürlich, daß dabei stets das obere Ende der Probe im Feld 0 bleibt und erst zur Beseitigung des σ -Sprungs, d. h. zur völligen Ummagnetisierung, einem genügend großen Feld ausgesetzt wird.

Aus den Messungen ergaben sich bei Messing, das längere Zeit feldfrei gelagert war, für die Koerzitivkraft Werte zwischen 400 und 500 Oe. Es ist bemerkenswert, daß die Koerzitivkraft jedoch durch eine starke Dauerfeldbehandlung wesentlich herabgesetzt wird. So wurde bei einer Probe im Ausgangszustand z. B. $H_c = 436$ Oe, nach Durchlaufen einer Kurve bei 26000 Oe., wie in Abb. 11a, aber nur mehr $H_c = 270$ Oe gemessen.

Nachwirkung des Feldeinflusses. Die in Abb. 11a wiedergegebene Abnahme der Magnetisierung ist nun merkwürdigerweise nicht nur auf die Dauer der Feldwirkung beschränkt, sondern erfolgt auch schon nach verhältnismäßig nur kurzzeitiger Anregung durch ein

starkes Feld, während der noch kaum eine merkliche σ -Änderung eingetreten zu sein braucht. Wenn die Proben einige Tage ohne magnetische Beanspruchung gelegen sind, so ergibt z. B. die Einwirkung eines Feldes von nur 5 Min. Dauer bei 27000 Oe einen Kurventyp, wie er in Abb. 12, Kurve *a*, dargestellt ist. Der bei dem Dauerfeldversuch (Abb. 11a) nur leicht angedeutete anfängliche σ -Anstieg ist hier wesentlich stärker ausgeprägt und beansprucht eine Zeit von einigen bis zu etwa 30 Min. Dann folgt innerhalb mehrerer Stunden ein Absinken weit unter den Ausgangswert, der erst im Verlauf von einem oder mehreren Tagen wieder ungefähr erreicht wird. Die einzelnen Meßpunkte sind bei Feldern unter 14000 Oe aufgenommen; eine Prüfung ergab, daß Felder dieser Stärke bei der kurzen Wirkungs- dauer der Meßzeit noch keine Anregung zu einer Nachwirkung geben. Die maximalen Schwankun-

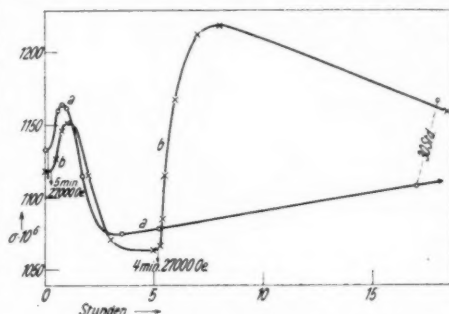


Abb. 12. Nachwirkung des Feldeinflusses bei kurzer starker Anregung

gen von σ betragen auch hier bis zu 15% des Ausgangswerts.

Der in Abb. 12, Kurve *a*, gezeichnete „normale“ Ablauf der σ -Schwankung kann durch ein dazwischen eingeschaltetes starkes Dauerfeld erheblich geändert werden. Im absteigenden Kurventeil ergibt sich dabei eine zusätzliche Beschleunigung, im Minimum dagegen, wo die magnetische „Empfindlichkeit“ besonders groß zu sein scheint, eine Anregung zu abnorm raschem Wiederanstieg. Kurve *b*, Abb. 12, zeigt, wie bereits eine Felderregung von 4 Min. Dauer bei 27000 Oe genügt, um σ vom Minimum aus stark beschleunigt zu einem weiteren Maximum weit über den Ausgangswert ansteigen zu lassen.

Zweifellos haben wir es mit prinzipiell gleichen Vorgängen auch bei sämtlichen Feldwirkungen während der magnetischen Aufnahme der Zustandsänderungen zu tun, wie wir sie oben beschrieben haben (Abb. 9). Es wird nun auch verständlich, daß diese Wirkungen je nach dem Zeitpunkt des einsetzenden Dauerfelds in verschiedener Richtung vor sich gehen können. Darüber hinaus scheint aber auch die Natur des Grundmetalls von wesentlicher Bedeutung für das Auftreten und den Verlauf des Effekts zu sein. Dafür spricht

vor allem schon die Tatsache, daß er von uns bisher ausschließlich bei Zn-reichen Legierungen mit Sicherheit festzustellen war¹⁾.

Deutung. Bevor man daran geht sich ein Bild von den beschriebenen Erscheinungen zu machen, ist vor allem die Frage zu lösen, ob die σ -Schwankungen mengenmäßige Änderungen des Gehalts an freiem Eisen oder nur Magnetisierungsänderungen ohne metallographische Umwandlung bedeuten; denn das Gouysche Meßverfahren läßt beide Möglichkeiten offen. Die Beobachtungen beim Dreheffekt hatten bereits gezeigt, daß die bisher übliche Annahme, das Eisen sei bei den hohen Feldern in magnetisch gesättigtem Zustand, durchaus nicht zutreffen braucht. Eine Änderung der Magnetisierung müßte sich nun zwar in den Feldabhängigkeitskurven der Suszeptibilität äußern (falls man wenigstens bei hohen Feldern Sättigung erreicht), indem sich dann auch die Krümmung derselben entsprechend ändert. Ihre Messung ist aber mit der dazu erforderlichen Genauigkeit wegen der unvermeidlichen Feldrückwirkung auf σ kaum durchführbar, nur in einzelnen Fällen schienen erkennbare Unterschiede in der Krümmung aufzutreten.

Die Entscheidung zwischen den beiden Möglichkeiten wurde daher bei dem Nachwirkungseffekt auf folgendem Weg zu gewinnen versucht: Verändert man nach Ausschalten des Dauerfeldes das Azimut der Probe für die Messung um einen bestimmten Winkel, so bekommt man, wie oben gezeigt, infolge der drehenden Remanenz und hohen Koerzitivkraft des Eisens eine Drehung im Feld. Handelt es sich nun bei den σ -Schwankungen um Änderungen der spezifischen Magnetisierung bei konstanter Menge des freien Eisens, so wird auch das Drehmoment proportional zu σ schwanken; ändert sich dagegen die Menge des ferromagnetischen Eisens, so kann eine Zunahme von σ nicht mit einer proportionalen Vergrößerung des Drehmoments verbunden sein, da ja die neu hinzukommenden Bereiche entweder von vornherein in der Richtung des Meßfeldes magnetisiert werden oder aber, soweit sie sich etwa an den Grenzen der bereits vorhandenen ferromagnetischen Kriställchen anlagern, eine nur teilweise Verstärkung des Drehmoments liefern werden.

Der Versuch lieferte die Kurven von Abb. 13. Nach der magnetischen Anregung, die für beide Meßreihen wie beim Versuch von Abb. 12 durchgeführt wurde, wurde das Azimut der Probe um etwa 50° aus der Feldrichtung gedreht und in dieser Lage bei $H_0 = 13900$ Oe gleichzeitig σ und das Drehmoment in ihrem zeitlichen Verlauf

1) In geringem Maß auch an einer eisenhaltigen Gold-Kupfer-Legierung.

RECHENBACH
KOLLOID
VERGLEICH

gemessen. Meßreihe *b* schließt nach Drehung des Stabazimuts um 180° unmittelbar an *a* an; ein prinzipieller Unterschied zwischen beiden Meßreihen ist nach dem „Ummagnetisierungssprung“ von *A* nach *B* nicht festzustellen. Die Drehung nimmt hiernach bis zum Minimum jeder σ -Schwankung stark ab, und zwar weit mehr als der zugehörigen relativen σ -Abnahme entsprechen würde, und steigt beim zweiten σ -Anstieg weniger als proportional der σ -Zunahme, so daß der Ausgangswert nicht mehr erreicht wird; im ersten σ -Anstieg bleibt die Drehung dagegen konstant oder fällt nur langsam.

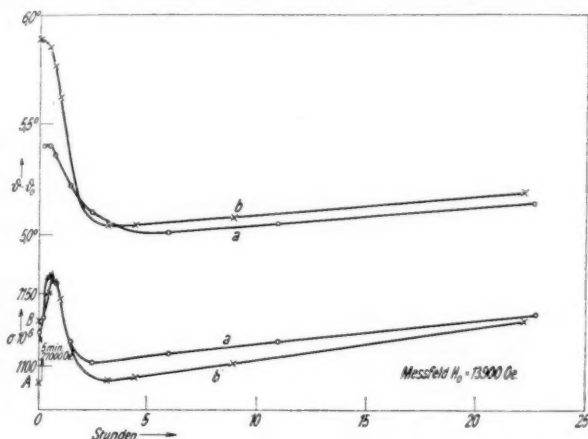


Abb. 13. Verlauf des Drehmoments der drehenden Remanenz während einer σ -Änderung im Nachwirkungseffekt

Es scheint daher, daß es sich bei dem ganzen Vorgang im wesentlichen um eine mengenmäßige Änderung der Magnetisierungsgröße handelt, der sich zum Teil noch qualitative Schwankungen gleichsinnig überlagern.

Weiterhin wurde in Erwägung gezogen, ob die σ -Abnahme im Feld vielleicht nur auf einer wenn auch geringfügigen Wanderung des Eisens längs des Feldgradienten beruhe, wodurch allmählich ein Absinken der translatorischen Kraft auftreten müßte. Zur Prüfung dieser an sich unwahrscheinlichen Annahme wurde eine Probe nach Erreichen des σ -Minimums um kleine Beträge höher in das Feld gehängt, worauf im Gegensatz zu jener Theorie jeweils ein noch tieferer σ -Wert gemessen wurde. Dies ist offenbar dadurch zu erklären, daß Bereiche, die in der ursprünglichen Lage durch die stärkere Feldwirkung bereits auf einem noch tieferen σ -Wert an-

gelangt sind, nun in dem für die Kraftmessung maßgebenden Gebiet des größten Gradienten lagen.

Es läßt sich daher nach den bisherigen Versuchen mit Sicherheit sagen, daß ein konstantes homogenes Magnetfeld von hinreichender Stärke bei feinverteilten Eiseneinschlüssen eine teilweise Auflösung oder Verminderung der ferromagnetischen Kopplung zur Folge hat, die in Anbetracht der langen Zeitdauer ihrer Ausbildung entweder mit einer sehr starken Nachwirkung oder mit metallographischen Umlagerungen des kristallinen Eisens zusammenhängt. Die dabei stattfindende Abnahme der Koerzitivkraft kann mit einer gleichzeitigen Verminderung der Spannungen erklärt werden, unter denen diese Einschlüsse stehen; hierfür ist vielleicht die Abnahme der Magnetostriktion mit fallender Magnetisierung maßgebend. Der einmal eingeleitete Prozeß setzt sich auch nach Abschalten des Feldes noch weiter fort, jedoch wesentlich langsamer als unter dauernder Feldwirkung. Der wellenförmigen Gestalt der σ -Kurven nach handelt es sich dabei um eine Pendelung zwischen zwei Gleichgewichtszuständen, denen verschiedene, durch die jeweilige Feldwirkung bedingte innere Spannungen entsprechen. Der langsame zeitliche Ablauf der σ -Schwankungen deutet auf Platzwechselvorgänge durch Diffusion hin; inwieweit diese Deutung berechtigt ist, wird sich jedoch erst aus Untersuchungen über die Temperaturabhängigkeit des Effektes ergeben.

Zusatz. Hier sei noch kurz zu der Hypothese Stellung genommen, die C. H. Johansson¹⁾ unter anderem auf Grund von magnetischen Messungen von K. Overbeck²⁾ an Messing ausgearbeitet hat. Overbeck fand, daß das Messing in manchen Fällen nur bei großen Feldern diamagnetisch, bei kleinen dagegen paramagnetisch ist („Metamagnetismus“), während es normalerweise stets diamagnetisch sein sollte. Die Ursache dafür ist nach den heutigen Kenntnissen einfach in den Eisenverunreinigungen zu erblicken, wie auch Overbeck selbst schon vermutete, und wird durch unsere Gl. (1) bzw. (8) bei negativen χ_∞ auch quantitativ vollständig beschrieben. Gleichzeitig beobachtete Overbeck, daß bei diesen Proben zuweilen unter längerer Wirkung eines starken Feldes die Suszeptibilität in positiver Richtung steigt, was er mit den Sättigungserscheinungen des Eisens in Zusammenhang bringt. Johansson dagegen erklärt beide Erscheinungen durch ein besonderes Verhalten der nichtsphärischen Zn-Atome im Gitter, indem diese im

1) C. H. Johansson, a. a. O.

2) K. Overbeck, Ann. d. Phys. 46. S. 677. 1915.

Ausgangszustand eine statistisch über die sechs Achsenrichtungen verteilte Einstellung haben und durch ein starkes Feld allmählich in die Feldrichtung gedreht werden sollen. Diese Deutung ist mit unseren Meßergebnissen nicht vereinbar. Zunächst ergab sich bei uns die Richtung der χ -Änderung im Feld in den „normalen“ Fällen (vgl. Abb. 11a) stets entgegengesetzt zu der der Overbeckschen Beobachtung. Ein besonders deutlicher Beweis für die ursächliche Rolle des Eisens liegt ferner in der Möglichkeit der Bestimmung der Koerzitivkraft aus zwei unabhängigen Verfahren, sowie in der Änderung derselben während der Dauerfeldwirkung. Schließlich sei noch auf die Übereinstimmung der aus der Wägung und aus der Drehung ermittelten Magnetisierung hingewiesen. Daß trotzdem das Grundmetall den Effekt in irgendeiner Weise mit zu verursachen scheint, wurde bereits S. 91 hervorgehoben.

Zusammenfassung

1. Ausgehend von der Frage nach dem Wesen der scheinbaren Beeinflussung von metallischen Zustandsänderungen in Nichteisenlegierungen durch magnetische Felder wird gezeigt, daß lediglich ferromagnetische Verunreinigungen den Anlaß zu den beobachteten Feldwirkungen geben.

2. Die während der Feldwirkung eintretenden Änderungen der Magnetisierbarkeit χ lassen sich in zwei Gruppen einteilen:

a) χ -Änderungen, die durch eine mechanische Drehung der im Feld hängenden Probe bedingt sind („Dreheffekt“),

b) Erscheinungen, die von keiner makroskopisch wahrnehmbaren Veränderung der Probe begleitet sind.

3. Die χ -Änderung des Dreheffektes (a) läßt sich nur durch das Vorhandensein ferromagnetischer „Adern“ in den Proben deuten. Das magnetische Moment einer „Ader“ wird hinsichtlich seiner Richtung und seines Betrags getrennt in Abhängigkeit von der Lage der Ader gegenüber der Feldrichtung gemessen. Die Änderungen des magnetischen Moments beim Durchlaufen des Azimuts der Ader sind teilweise irreversibel.

4. Es wird ein Verfahren beschrieben, um auch bei sehr geringem Eisengehalt die Hysteresisschleife, insbesondere Remanenz und Koerzitivkraft zu bestimmen.

5. Die Koerzitivkraft der kleinen Eisenpartikel ist sehr hoch.

6. Die zweite Gruppe (b) der zeitlichen Suszeptibilitätsänderungen durch ein Magnetfeld wird zunächst am magnetischen Verlauf von Zustandsänderungen bei Al-Zn-Legierungen untersucht, wo sie sich als scheinbare Beeinflussung ihrer Geschwindigkeit äußert. Verschie-

dene Kriterien lassen jedoch darauf schließen, daß auch hier wieder nur das verunreinigende Eisen von der Feldwirkung betroffen wird. Das Verhalten des Eisens wird hierauf eingehend an eisenhaltigem β -Messing geprüft, das den Effekt besonders deutlich zeigt. Ein genügend starkes Magnetfeld bewirkt eine langsame Abnahme der ferromagnetischen Magnetisierung σ , deren Geschwindigkeit und Größe stark feldabhängig sind. Nach Abschalten des Feldes stellt sich allmählich wieder der Ausgangszustand ein. Eine Änderung der Feldrichtung bewirkt lediglich einen Sprung in σ infolge unvollständiger Ummagnetisierung. Es wird hiernach ein Verfahren angegeben, um aus dem σ -Sprung beim Umpolen des Feldes die Koerzitivkraft zu bestimmen. Die Ergebnisse zeigen gute Übereinstimmung mit den aus der Drehungsmethode bestimmten Werten.

7. Die Wirkung des Feldes auf σ setzt sich bei kürzerer Einwirkungszeit auch nach Abschalten des Feldes fort und führt zu einer wellenförmigen Schwankung von σ , die durch ein dazwischenwirkendes starkes Feld erheblich modifiziert werden kann.

8. Die Frage, ob die σ -Schwankungen auf qualitativen Magnetisierungsänderungen oder mengenmäßigen Umlagerungen zwischen kristallinem und nicht ferromagnetisch wirksamen Eisen beruhen, ist so zu beantworten, daß beide Möglichkeiten realisiert sein dürften. Es handelt sich aber nicht etwa um eine Wanderung des Eisens im inhomogenen Feld.

Die vorstehenden Untersuchungen wurden im Physikalischen Institut der Universität München durchgeführt. Dem Direktor des Instituts, Herrn Prof. Dr. W. Gerlach, bin ich für das am Fortgang der Arbeit stets bekundete Interesse sehr zu Dank verpflichtet, ebenso Herrn Dozent Dr. H. Auer für viele wertvolle Ratschläge und Besprechungen.

München, Physikalisches Institut der Universität, im Juli 1939.

(Eingegangen 20. Juli 1939)

er
d.
m
e-
o-
Be
ll-
d-
er
m
zu
en

n-
zu
n-

ti-
en
en,
en.
ns

en
les
ng
et,
ge

39.

igen
11.
939.